Brest 1973

Série : B
N° d'ordre : 16
N° de série : 14
C.N.R.S. A.O.8799

THÈSE

présentée à

l'UNIVERSITE DE BRETAGNE OCCIDENTALE

(U.E.R. Matière et Mer)

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

René ABJEAN

ETUDE DE L'ABSORPTION DE JETS ATOMIQUES DE ZINC ET DE MERCURE PAR INTERFEROMETRIE FABRY-PEROT DANS L'ULTRAVIOLET.

Soutenue le 24 septembre 1973 devant la commission d'examen.

Mme JOHANNIN Président

M. ROIG
M. COJAN Examinateurs
M. PERESSE

Série : B
N° d'ordre : 16
N° de série : 14
C.N.R.S. A.O.8799

THÈSE

présentée à

l'UNIVERSITE DE BRETAGNE OCCIDENTALE

(U.E.R. Matière et Mer)

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

René ABJEAN

ETUDE DE L'ABSORPTION DE JETS ATOMIQUES DE ZINC ET DE MERCURE PAR INTERFEROMETRIE FABRY-PEROT DANS L'ULTRAVIOLET.

Soutenue le 24 septembre 1973 devant la commission d'examen.

Mme JOHANNIN Président

M. ROIG
M. COJAN Examinateurs
M. PERESSE

Avant d'exposer ce travail, je tiens à exprimer ma reconnaissance à Messieurs les Professeurs ROIG, COJAN et PERESSE qui m'ont fait l'honneur d'accepter de siéger à ce jury.

Il m'est agréable d'exprimer ici toute ma graditude à Madame le Professeur JOHANNIN qui a bien voulu m'accueillir dans ce laboratoire de Spectroscopie de la Faculté des Sciences de Brest, m'a suggéré cette étude et guidé tout au long de ce travail.

Ma reconnaissance va également à Monsieur le Professeur JOHANNIN pour ses judicieux conseils, en particulier dans tout ce qui a été réalisation mécanique de l'appareillage.

Je remercie tous les collègues de ce laboratoire qui m'ont apporté leur amical concours et plus spécialement Monsieur COURTEIX qui a contribué à la naissance de ce travail, Monsieur LERICHE pour son aide efficace en électronique et en programmation, Madame BIDEAU-MEHU pour sa fidèle participation aux manipulations complexes.

Je remercie Monsieur le Directeur du Bureau National des Données Océanographiques qui m'a autorisé l'accès de l'Ordinateur CII du Centre Océanologique de Bretagne ainsi que toute l'équipe du service d'exploitation.

J'ai bénéficié des précieux talents de Messieurs CARRIS, ZION et LE PORS pour tout ce qui touchait à la réalisation technique de ce travail ainsi que de Messieurs CABON et COHAT de l'atelier de Mécanique.

Enfin que Madame DESBOIS, Messieurs MARC, CASTEL et COPILLET qui ont assuré la dactylographie et l'impression de ce travail trouvent ici l'expression de mes sincères remerciements.

Trugarez d'an oll a greiz kalon.

D'am mamm , d'am zad ,

D'am fried

SOMMAIRE

CHAPITRE I - Réalisation de l'interféromètre enregistreur Fabry-Pérot.

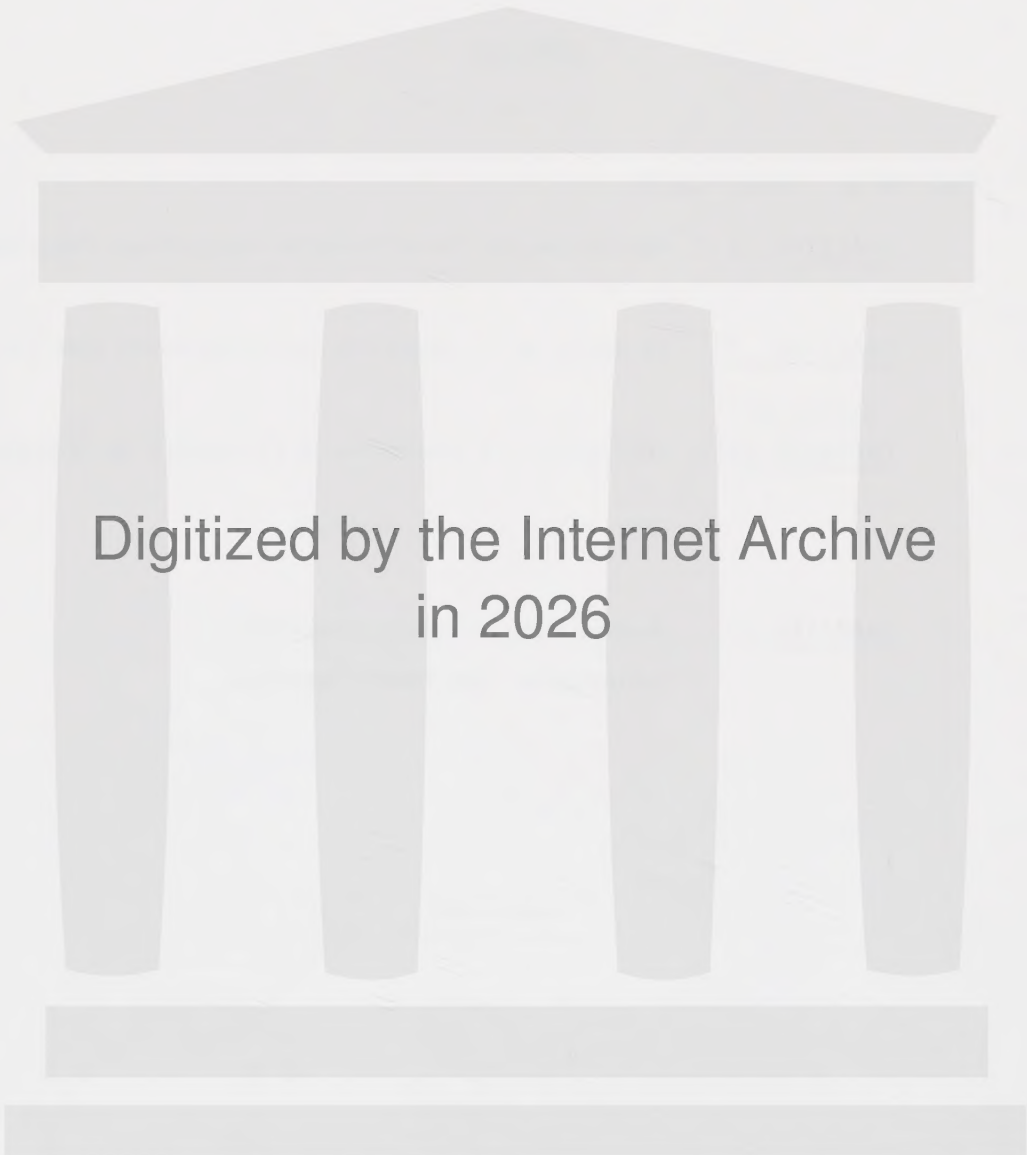
CHAPITRE II - La mesure de l'indice des gaz transparents dans l'ultraviolet.

CHAPITRE III - 1ère partie : L'absorption du rayonnement de résonance.

2ème partie : Le jet atomique.

CHAPITRE IV - Mesures dans les raies d'absorption.

Exploitation des interférogrammes.


Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41545812_0007

CHAPITRE I

I - RAPPELS DES PRINCIPALES PROPRIETES DU FABRY-PEROT.

II - REALISATION DU FABRY-PEROT POUR L'ULTRAVIOLET A VIDE.

2.1 - Les lames du Fabry-Pérot.

2.2 - Les couches réfléchissantes.

2.3 - L'interféromètre enregistreur.

2.3.1 - L'enceinte du Fabry-Pérot.
2.3.2 - Le système focalisateur.
2.3.3 - Le monochromateur.
2.3.4 - La détection.
2.3.5 - Les sources lumineuses.

III - RESULTATS - FINESSE ENREGISTREE.

INTRODUCTION

Parmi les instruments à haut pouvoir de résolution comme l'échelon de Michelson ou les lames parallèles de Lummer et Gehrcke, l'interféromètre de Fabry et Pérot, né en 1896, a connu depuis 1948 surtout, une fortune toujours plus grande, en particulier dans l'étude des structures hyperfines des raies spectrales. Pendant de nombreuses années, il a été utilisé avec enregistrement photographique puis, à la suite des travaux de JACQUINOT et DUFOUR (1), il a été utilisé avec enregistrement photométrique, c'est-à-dire que les rayons lumineux issus de l'interféromètre, au lieu d'être reçus sur une plaque photographique, sont reçus sur un détecteur photoélectrique. Un diaphragme isole une bande très étroite de même longueur d'onde. La variation de la longueur d'onde, obtenue par variation soit du chemin optique, soit de l'incidence des rayons, provoque celle du signal photoélectrique détecté.

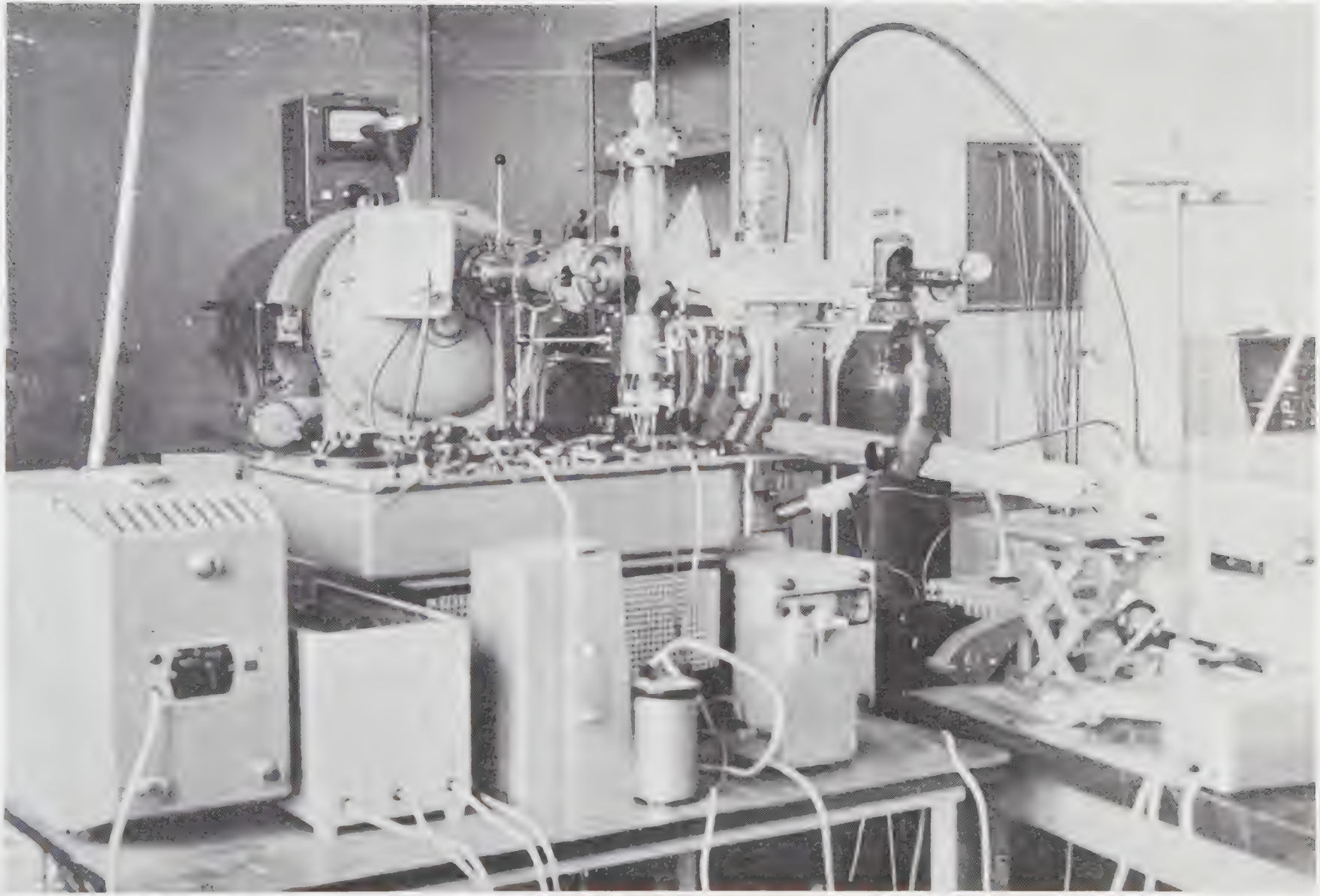
Depuis les travaux de JACQUINOT et DUFOUR, cette utilisation de l'interféromètre Fabry-Pérot a été largement répandue. On peut citer notamment les travaux de BLAISE (2), de CHANTREL (3), CHABBAL (4), KUHN (5), LENNUIER et COJAN (6), etc...

Plus récemment, l'intérêt pour cet interféromètre s'est encore accru dans les applications nées du développement des lasers ou de la recherche aérospatiale (cf. BRADLEY (7)). Ses qualités de luminosité, de rapidité de réponse et son faible encombrement en font un instrument supérieur au prisme ou au réseau pour le télescope et le photomètre "embarqués" en particulier. Pour ces dernières applications, il est important d'étendre aussi bas que possible, vers les courtes longueurs d'onde, le domaine d'application de l'interférométrie à ondes multiples et c'est ce qui a conduit notamment BRADLEY et al. (8) à étudier les possibilités du Pérot-Fabry dans l'ultraviolet à vide et plus particulièrement celles des filtres interférentiels.

Les chercheurs groupés autour de BRADLEY ont travaillé sur les harmoniques supérieurs de la lumière laser : le quatrième harmonique du laser à rubis oscille à 1735 Å et ce domaine de longueurs d'onde serait particulièrement intéressant pour les applications de la recherche spatiale. Cette équipe a été la première à présenter des interférogrammes photographiques de la raie 1849 Å du mercure, limite inférieure atteinte à cette époque.

Nous avons repris les données de ces travaux pour réaliser à notre tour un interféromètre Fabry-Pérot fonctionnant dans cette région et nous avons pu, ainsi, présenter les premiers interférogrammes, non plus photographiques mais enregistrés, ce qui exige plus de lumière, de la raie 1849 Å du mercure et aussi des raies 1807 Å et 1820 Å du soufre. Nous ne disposions pas, au moment où nous avons fait ces premiers interférogrammes, de source de raie convenable donnant des raies spectrales bien distinctes et intenses dans la région 1750 à 1800 Å mais nous pensons que les possibilités de notre interféromètre se prolongaient dans cette région.

Mais avant de décrire en détail la réalisation de notre interféromètre enregistreur, il est bon de rappeler succinctement les principales propriétés du Pérot-Fabry, propriétés qui ont été abondamment étudiées dans la littérature (9).



I - RAPPEL DES PRINCIPALES PROPRIETES DU FABRY-PEROT.

L'interféromètre Fabry-Pérot est un interféromètre à ondes multiples : l'appareil idéal est constitué de deux lames à faces parallèles parfaitement planes, revêtues de couches de pouvoir réflecteur R et sans absorption. Lorsqu'on éclaire le Fabry-Pérot avec une source monochromatique étendue, on observe des anneaux à l'infini où l'intensité se répartit suivant la loi :

$$I = I_o \frac{1}{1 + \frac{4R}{(1 - R)^2} \sin^2 \pi \sigma d}$$

où I_o est égal à $|T/(1 - R)^2|^2$, R et T sont les facteurs de réflexion et de transmission des lames, σ le nombre d'ondes de la radiation considérée, d la différence de marche entre deux rayons émergents successifs issus du même rayon incident. On a d= 2 ne cos i, où e est la distance entre les lames, n l'indice du milieu entre les deux lames, i l'incidence sur les lames à l'intérieur du Fabry-Pérot.

La fonction

$$A(\sigma) = \frac{T}{1 - R}^2 \Big/ \left[1 + \frac{4R}{(1 - R)^2} \sin^2 2\pi ne\sigma \cos i \right]$$

ou fonction d'Airy, donne la transmission du Fabry-Pérot.

Le coefficient de transmission T est lié au pouvoir réflecteur R et au coefficient d'absorption par la relation

$$R + T + A = 1$$

La transmission a une valeur maximale :

$$\tau_A = \left[\frac{T}{1 - R}\right]^2 = \left[1 - \frac{A}{1 - R}\right]^2$$

Dans le cas d'un interféromètre réel, elle diffère de l'unité par le fait de l'absorption des couches réfléchissantes.

Elle est maximum pour les "pics" définis par $\sin^2 \pi p = 0$ (p ordre d'interférence = σd, donc p = k, entier pour les pics).

La largeur de ces pics est définie par $\delta_p = \frac{1 - R}{\pi \sqrt{R}}$.

La finesse, rapport de l'intervalle de deux pics successifs sur leur largeur est $N_R = 1/\delta_p$,

$$N_R = \frac{\pi \sqrt{R}}{1 - R}$$

La valeur minimum de I/I_o est obtenue pour $p = k + \frac{1}{2}$ et vaut $\left[\frac{1 - R}{1 + R}\right]^2$

Le contraste diminue lorsque le pouvoir réflecteur diminue. $\Delta\sigma = 1/2e$ est appelé l'intervalle spectral libre du Fabry-Pérot, c'est l'intervalle entre deux ordres successifs du Fabry-Pérot ou entre deux bandes passantes ; $\delta\sigma = \frac{p}{2e} = \frac{1}{2eN_R}$ est la largeur de ces bandes passantes.

Le pouvoir de résolution de l'appareil est

$$\mathcal{R} = \frac{\sigma}{\delta\sigma} = p N_R$$

En fait, les appareils réels s'écartent évidemment du Fabry-Pérot idéal et la fonction transmise est en réalité une fonction complexe où interviennent plusieurs facteurs.

CHABBAL (4) considère que la fonction d'appareil est le produit de convolution de trois fonctions :

$$W(\sigma) = A(\sigma) * D(\sigma) * F(\sigma)$$

- $A(\sigma)$ représentant la fonction d'Airy ;
- $D(\sigma)$ la fonction "diaphragme";
- $E(\sigma)$ la fonction représentant les défauts de surface.

Il est, en effet, nécessaire d'introduire un diaphragme pour sélectionner les rayons correspondant à une même inclinaison, diaphragme qui a nécessairement une surface non nulle et qui associe donc à toute radiation σ un intervalle spectral $\delta\sigma$.

Il faut tenir compte du fait que ni la planéité ni le parallélisme des lames ne sont parfaits. L'épaisseur e varie et cette variation introduit encore une perturbation sur la fonction transmise. Ce dernier effet est particulièrement important dans l'ultraviolet où les défauts de planéité Δe prennent une importance accrue du fait que la longueur d'onde λ diminue et que le rapport $\Delta e/\lambda$ devient donc plus grand.

On caractérise en général ces divers facteurs en appelant N_R la finesse réflectrice due au pouvoir réflecteur, N_D la finesse limitée par le défaut des lames. On admet que si celles-ci sont taillées au $n^{ième}$ de frange, la finesse limite vaut à peu près n. La fonction $F(\sigma)$ sera normalement une fonction rectangulaire. Cependant, dans le cas d'un spectromètre interférentiel, le signal enregistré sera encore compliqué du fait de la présence nécessaire d'un prémonochromateur. En effet, et c'est là l'un des inconvénients principaux du Fabry-Pérot, si l'on veut éviter le recouvrement des ondes dû aux autres longueurs d'onde, il faut un préfiltrage mis en oeuvre par des appareils moins dispersifs comme le prisme et le réseau.

De ce fait, la finesse enregistrée sera un produit de convolution de toutes ces fonctions élémentaires.

II - REALISATION DU FABRY-PEROT POUR L'ULTRAVIOLET A VIDE.

2.1 - Les lames du Fabry-Pérot.

Nous avons vu que la finesse de défaut N_D devait limiter le moins possible les qualités de l'interféromètre. Il est donc souhaitable d'obtenir des lames avec un poli aussi élevé que possible. Dans la région où nous avons travaillé, la silice fondue semble être être le meilleur matériau possible. Sa dureté permet un haut degré de polissage et sa transmission, dans les qualités spéciales pour l'ultraviolet, est encore bonne dans ce domaine de longueurs d'onde.

La Maison OPTICAL SURFACES (Angleterre) nous a poli des lames en silice de 12 mm d'épaisseur et de 40 mm de diamètre, à partir de lames de qualité Suprasil fournies par la Maison HERAEUS.

Nous avons pu obtenir des lames polies à $\lambda/200$ dans le vert pour un diamètre de 35 mm. La finesse N_D obtenue à 1850 Å est excellente [33]. Les défauts de parallélisme sont peu importants. Ainsi, si le parallélisme des lames est ajusté à $\lambda/150$, ce défaut de parallélisme est prépondérant par rapport aux défauts de polissage et N_D serait de l'ordre de 24 à 1850 Å. Quoiqu'il en soit, avec la silice, on

peut obtenir d'excellents polis de surface qu'au moment où nous mettions cet appareil au point on ne pouvait obtenir avec d'autres matériaux pourtant plus transparents dans l'ultraviolet, comme le fluorure de magnésium.*

La figure 1 montre la transparence de diverses silices fondues, à usage optique, mises au point par la Société HERAEUS. La qualité Suprasil a une transparence qui est de loin supérieure aux autres échantillons dans l'ultraviolet puisqu'une épaisseur de 10 mm laisse passer encore environ 60 % de la lumière à 1700 Å.

La figure 2 indique la transparence du Suprasil pour des épaisseurs successives de 1,10 et 30 mm. En fait, les épaisseurs utilisées seront de 12 mm pour chaque lame, soit une épaisseur totale de 24 mm.

2.2 - Les couches réfléchissantes.

La recherche de matériaux convenables pour la réalisation de courbes réfléchissantes dans l'ultraviolet a fait l'objet de nombreux travaux. Dans ce même domaine, deux procédés ont été essentiellement utilisés, les miroirs multidiélectriques et les miroirs métalliques, notamment d'aluminium. Il est extrêmement difficile de trouver des matériaux de haut indice qui transmettent convenablement la lumière au-delà de 2400 Å. Par contre, les études antérieures ont montré qu'au-dessous de 2200 Å, bien que l'absorption soit importante, la transmission de couches minces d'aluminium était encore suffisante.

Les résultats expérimentaux des différents auteurs sont résumés sur la figure 3. La transmission τ d'un film d'aluminium est portée en fonction de la finesse réflectrice de l'interféromètre.

Les courbes en trait plein, basées sur les calculs de HASS et WAYLONIS[10] montrent tout d'abord que pour une finesse donnée N_R, la transmission de pic

$$\tau_A = \frac{1}{(1 + \frac{A}{T})^2}$$

est supérieure pour λ = 2200 Å à celle pour λ = 3000 Å quelle que soit N_R. Les valeurs indiquées pour les couches multidiélectriques montrent leur supériorité pour les plus hautes longueurs d'onde (λ > 2400 Å).

Les résultats expérimentaux reliés par les courbes en pointillé sont dus à LES, LES et GABLA pour les filtres $AlIMgF_2 + PbF_2$ (11), LENNUIER (12) pour les couches alternées d'iodure de rubidium $RbI + Na_3AlF_6$ et STEUDEL (13) pour le $CsI + MF_2$.

Les travaux de STEUDEL montrent notamment la supériorité des couches multidiélectriques sur les couches d'aluminium employées à 2600 Å par BURRIDGE, KUHN et PERRY (14). Toutefois, depuis les travaux de ces derniers, déjà anciens, les techniques d'évaporation, dont on parlera plus loin, ont connu des améliorations susceptibles d'augmenter la qualité de ces couches métalliques.

La figure 4 donne les courbes de R, T et R + T (en fonction de la longueur d'onde) pour plusieurs échantillons réalisés par BRADLEY. L'épaisseur de MgF_2 qui recouvre l'aluminium est donnée, conformément à la théorie des couches minces, par la relation :

$$\lambda/2 = 2n.d - (\lambda/2\pi)/\beta$$

---

*Nous sommes actuellement en possession de deux paires de lames, l'une en SiO_2 de 60 mm de diamètre, l'autre en MgF_2 de 50 mm de diamètre, qui devraient nous permettre, la première, d'obtenir une meilleure résolution par l'amélioration des couches, la seconde, de descendre plus bas dans l'ultraviolet.

où β est l'angle du changement de phase à la réflection, à l'interface MgF_2-Al. β est obtenu à partir des constantes n_1 et k_1 de l'aluminium tirées des travaux de HASS et WAYLONIS, par la formule :

$$tg\ \beta = -\ 2n\ k_1(n_1^2 + k_1^2 - n^2)^{-1}$$

où n est l'indice de réfraction de MgF_2.

L'aire hachurée sur ce graphique montre la dispersion des valeurs de R + T obtenues pour ces échantillons tout comme les mesures de HASS et WAYLONIS pour les valeurs de l'aluminium seul.(*)

Ces mesures ont permis à BRADLEY de conclure à la qualité de ces doubles couches MgF_2-Al pour la région 1800-2200 Å.

Sur la courbe de la figure 5, nous avons reporté τ en fonction de la longueur d'onde pour une finesse donnée, successivement N_R = 5, 10, 15 et 20. Là encore, l'allure de ces courbes montre qu'il était difficile d'extrapoler les propriétés de l'aluminium dans l'ultraviolet, aux longueurs d'onde inférieures à 2200 Å.

Ces travaux ont permis à BRADLEY d'obtenir les premiers résultats interférométriques dans la région 1800 à 2000 Å. Les courbes tirées de ses valeurs expérimentales sur les filtres interférentiels sont mesurées dans la figure 6 où sont comparées les performances des différents revêtements réfléchissants. La supériorité des coubles couches Al-MgF_2 est évidente. La courbe E qui correspond à la face arrière de ces revêtements montre que les performances sont inférieures à celles du revêtement d'aluminium seul. BRADLEY imputait alors ce phénomène à la mauvaise qualité des couches d'aluminium dans la double couche, en particulier à une augmentation de son absorption. Il est évident que l'amélioration des conditions d'évaporation a considérablement augmenté la qualité de ces revêtements.

La plupart des auteurs ont longuement décrit leur méthode d'évaporation. Au laboratoire, nous nous sommes également initiés à cette technique dans la réalisation de filtres interférentiels pour l'ultraviolet.

Nous avions fait réaliser des filtres interférentiels dans le domaine de 1300 à 2000 Å (15) au laboratoire. Nous avions, en particulier, obtenu un filtre interférentiel dont le maximum de transmission était de 12,5 % à 1650 Å et dont la largeur à mi-hauteur était de 150 Å. Nous disposions d'un groupe d'évaporation SEAVOM et d'un groupe d'évaporation BEAUDOUIN qui nous permettaient d'atteindre des vides limites de 10^{-6}torr. Bien qu'au moment où ces résultats furent obtenus (1967), ils étaient extrêmement encourageants du fait que les réalisations de ce type, dues à BRADLEY notamment, s'arrêtaient à 1850 Å, nous avons abandonné ces études faute d'un groupe de pompage à ultravide. Il résulte, en effet de ces études préliminaires et des travaux cités dans la littérature, qu'il convient de travailler dans les meilleures conditions possibles, à savoir :

- un bâti très propre où règne un vide poussé (10^{-8} torr) ;
- un système d'évaporation rapide car la couche mince sera d'autant plus uniforme. Un obturateur à haute vitesse de fermeture est nécessaire compte-tenu des hautes vitesses de projection, en particulier pour l'aluminium ;
- d'autres facteurs rentrent également en jeu, telle la propreté des supports, leur température et l'angle de projection de la vapeur.

Nous nous sommes donc adressé à la Société SEAVOM pour la réalisation des couches Al-MgF_2 dans un bâti d'évaporation à ultravide.

Courbes de transparence en UV pour les différentes qualités optiques et pour une épaisseur de 10 mm

1 SUPRASIL
2 HERASIL, HOMOSIL
3 ULTRASIL
4 INFRASIL

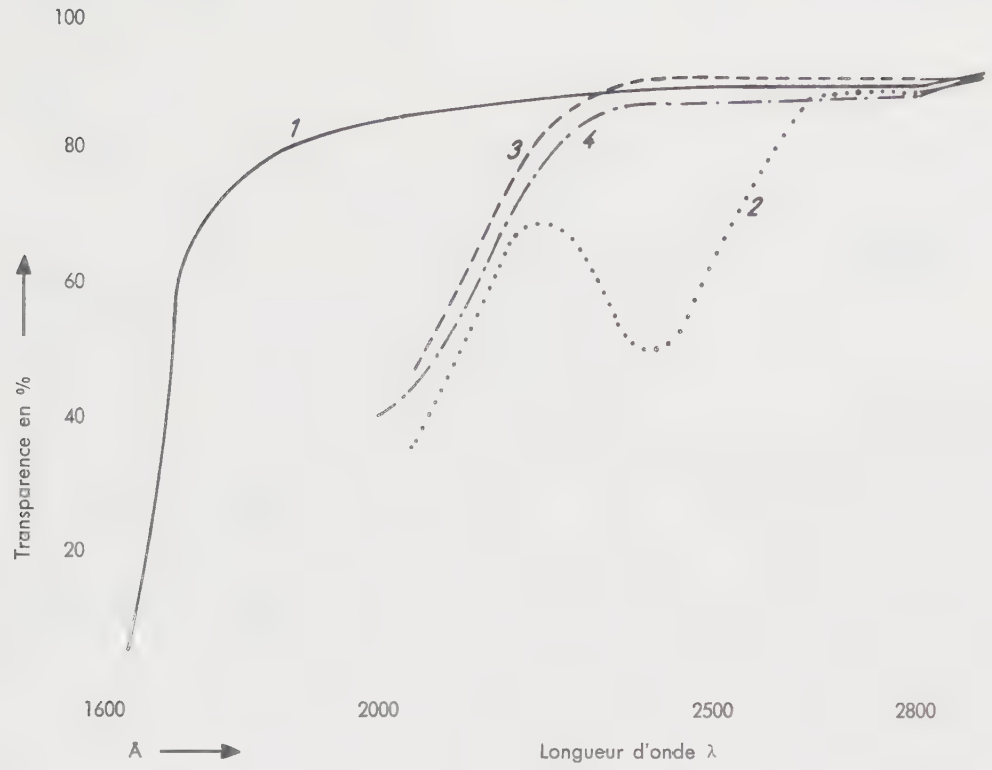


FIG. 1 . (D'après HERAEUS)

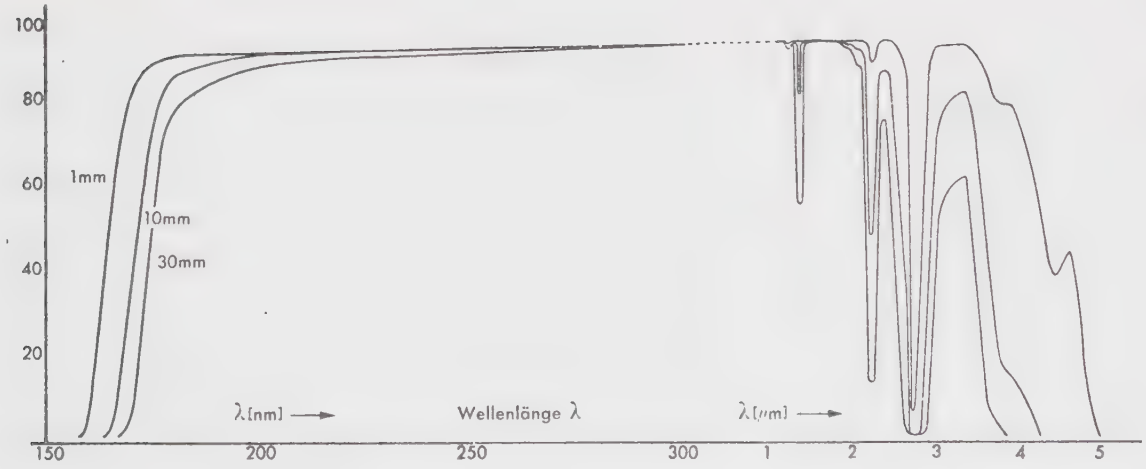


FIG. 2 . Transparence du Suprasil pour plusieurs épaisseurs.
(HERAEUS)

FIG.3

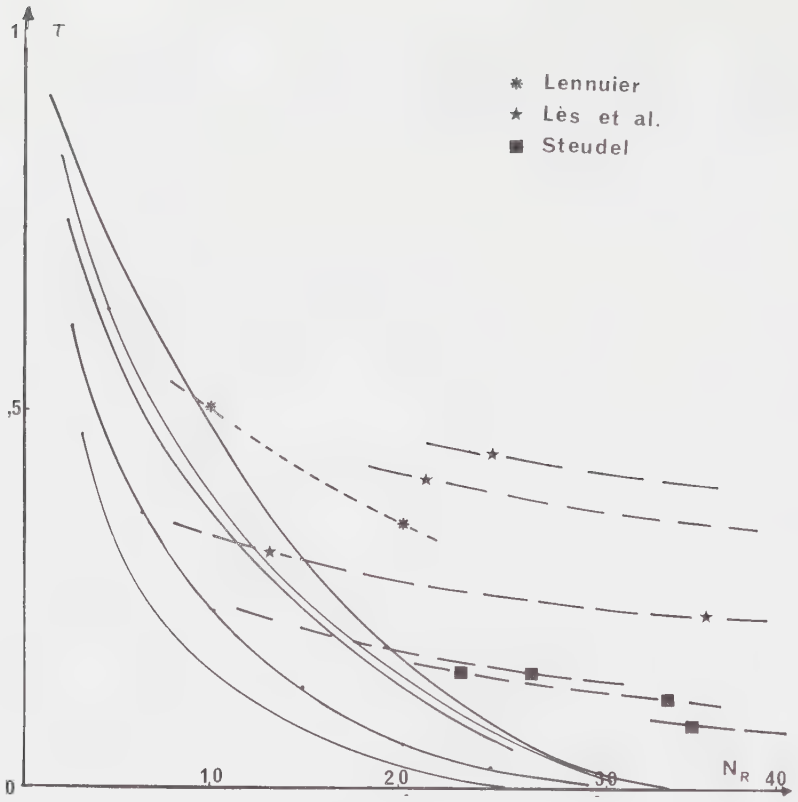
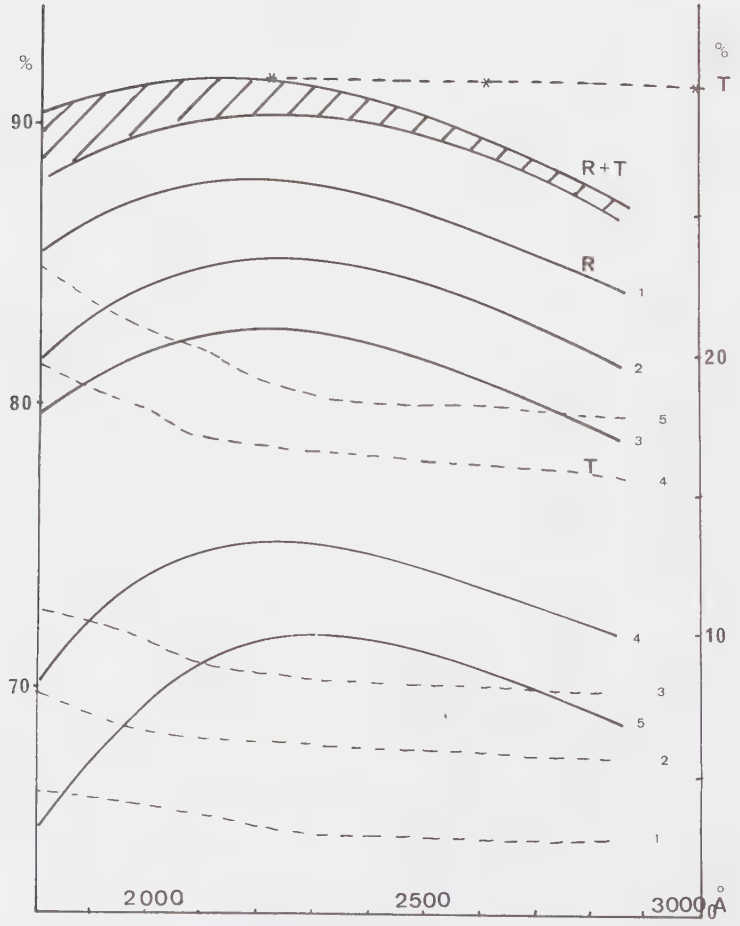

1
T
,5
0
1,0
2,0
3,0
N_R 40
Lennuier
Lès et al.
Steudel

FIG.4


%
90
80
70
R+T
R
T
1
2
3
4
5
%
T
20
10
0
2000
2500
3000
Å

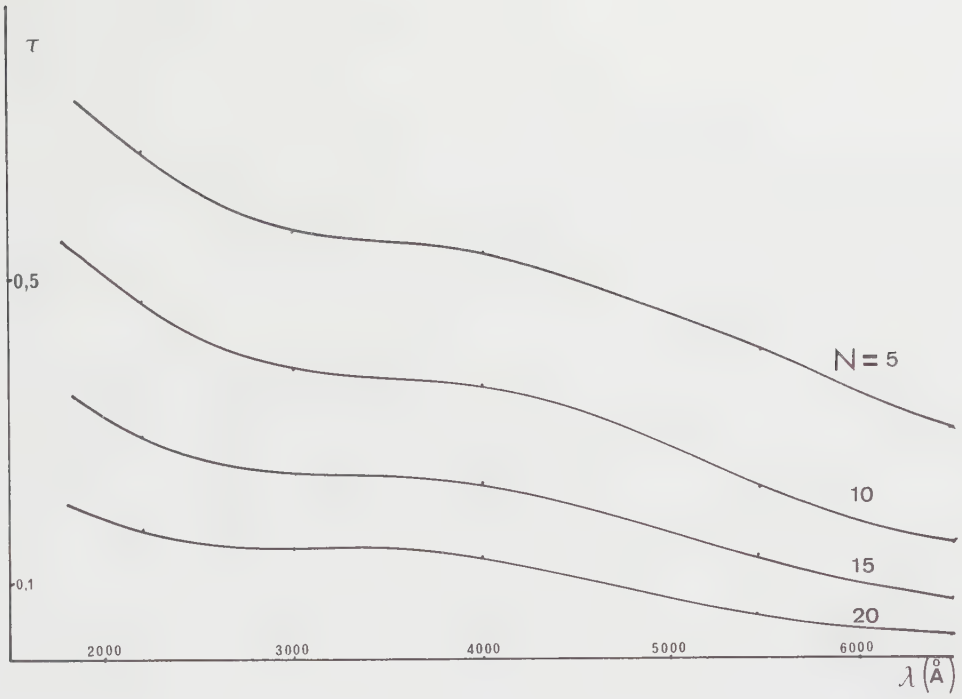
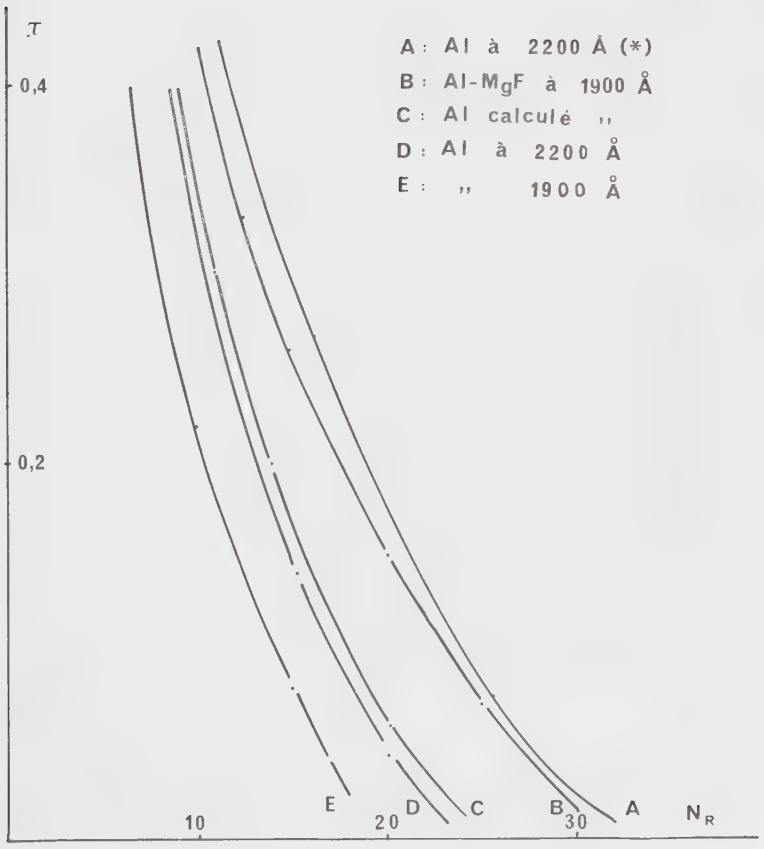

τ
0,5
0,1
N = 5
10
15
20
2000
3000
4000
5000
6000
λ (Å)

FIG.5

FIG.6


τ
0,4
0,2
A : Al à 2200 Å (*)
B : Al-MgF à 1900 Å
C : Al calculé ,,
D : Al à 2200 Å
E : ,, 1900 Å
E
D
C
B
A
10
20
30
N_R

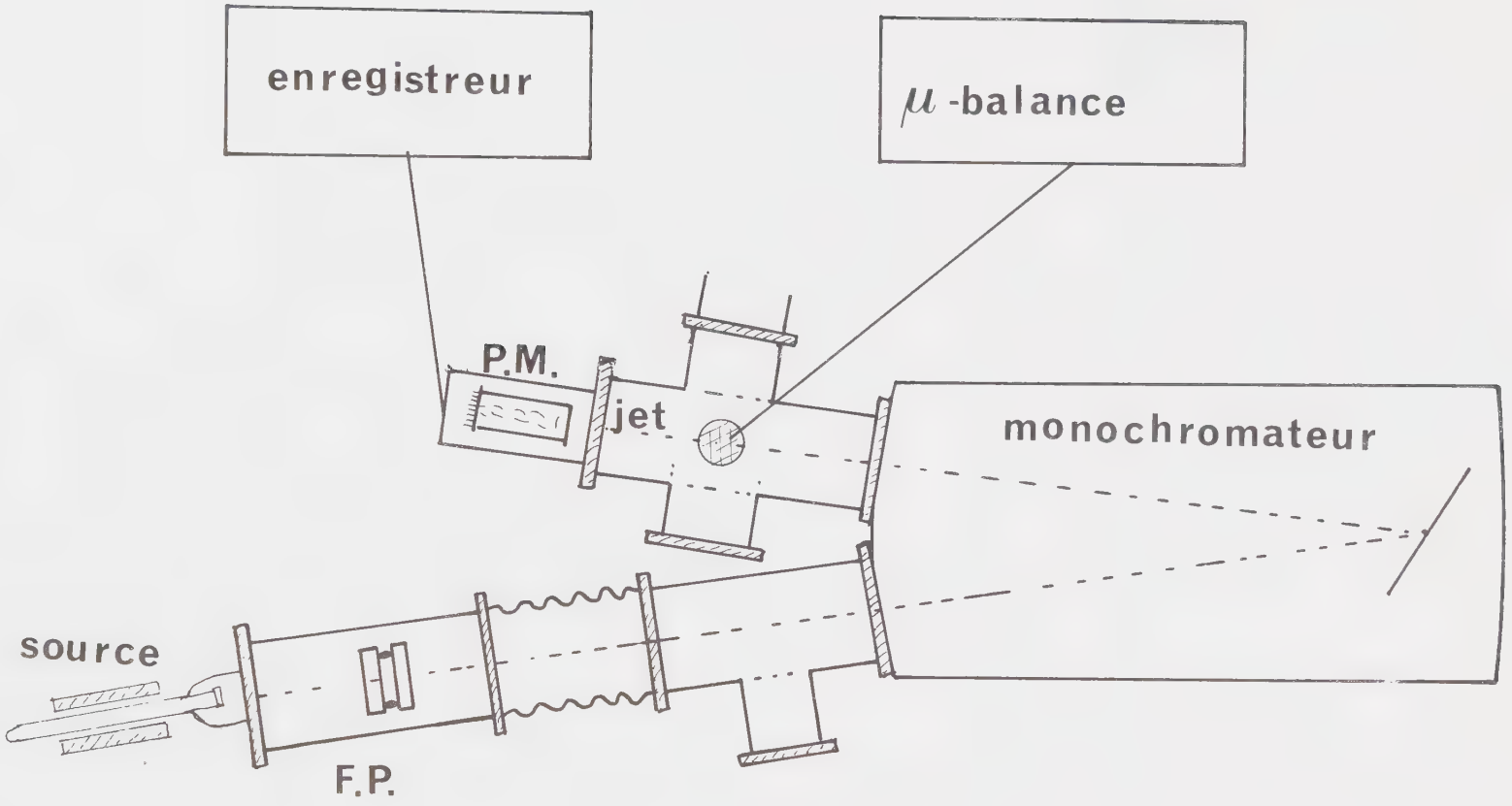


FIG. 7

Enfin, il est évident que les couches d'aluminium perdent rapidement leurs propriétés par oxydation lorsqu'on les laisse à l'air libre. Malgré la protection du fluorure de magnésium sur le film d'aluminium, le pouvoir réflecteur de ces couches diminue sensiblement avec le temps et les conditions de travail (vapeur d'huile ...). Il est donc préférable de conserver l'interféromètre sous vide propre tant que possible.

2.3 - Réalisation de l'interféromètre enregistreur.

Outre l'interféromètre Fabry-Pérot proprement dit, l'appareillage se présente comme une chaîne dont nous allons décrire les éléments constitutifs.

2.3.1 - L'enceinte du Fabry-Pérot.

L'enceinte du Fabry-Pérot est un cylindre en laiton contenant à chaque extrêmité les brides nécessaires pour la jonction avec les autres enceintes. Brasé sur la paroi extérieure, un tube de cuivre permet la circulation de l'eau nécessaire à la stabilisation en température de l'enceinte. Un thermocouple traverse également cette paroi pour mesurer la température à l'intérieur, l'étanchéité étant assurée par un joint en araldite. Sur le côté du cylindre, un ajutage permet le raccordement des trois voies nécessaires : la voie de pompage, l'entrée de gaz et la prise de mesure des pressions. On a employé suivant les cas (chapitre II) un manomètre à mercure ou un simple indicateur ZIVY lorsqu'il suffit d'une simple indication pour la pression.

L'enceinte est en général fermée du côté source par une fenêtre en quartz ou en fluorure de lithium, de l'autre par un achromat qui sert à focaliser le système d'anneaux sur la fente d'entrée du monochromateur. L'achromat est lui-même fixé sur une bride en plexiglass qui assure l'étanchéité entre l'enceinte et le reste des appareils et qui, de par sa nature, limite également les fuites thermiques lors du remplissage du gaz. La stabilisation en température est particulièrement importante lors de la mesure des indices.

Les cales du Fabry-Pérot sont en général faites en invar suivant la technique décrite par PHELPS (16) :

Nous utilisons d'abord un jet d'invar de 50 mm de diamètre. Le centre est d'abord évidé au diamètre de 35 mm (figure 8). La bague d'épaisseur convenable est ensuite découpée dans le cylindre, ce qui permet d'obtenir déjà des extrêmités relativement bien parallèles. La bague est placée alors sur la fraiseuse où l'on enlève environ 2 mm de matière sur chaque extrêmité, sauf aux endroits où l'on conserve des bosses. Les bosses ont ainsi la forme de carrés curvilignes d'environ 3,5 mm de côté et donc 10 mm^2 de surface environ, soit 2,5 fois moins que PHELPS et 8 fois plus que MEISSNER (17). La plupart des cales ainsi obtenues sont d'épaisseurs voisines, la différence étant au maximum de 10 à 20 μ. L'ajustement se fait en passant soigneusement la câle trop haute à l'abrasif constitué de poudre de carborundum. Le contrôle se fait alors de la manière classique en prenant deux lames d'un Fabry-Pérot ordinaire et en cherchant par simple contact à obtenir la meilleure coïncidence possible des images d'une source à l'infini issue d'un collimateur. L'expérience montre que l'interféromètre sera stable dans le temps lorsque les cales sont ajustées au mieux sans le secours des ressorts d'appui sur les lames. Les cales sont tenues dans un cylindre en laiton sur les extrêmités duquel sont fixés les ressorts de réglage. Les ressorts sont en élinvar et fixés par des vis de laiton. Le cylindre comporte également des vis à 120°, sur deux diamètres extérieurs pour le réglage de son axe par rapport à l'enceinte (figure 9).

2.3.2 - Le système focalisateur.

a) l'achromat (cf. annexe A)
b) le corps de la "lunette".

Il comprend trois parties principales (schéma 1, figure 10).

- une membrane simple qui permet le jeu en longueur (quelques millimètres) et surtout les réglages pour centrer l'image des anneaux sur le diaphragme de sortie ;

- une pièce intermédiaire en T qui, par son ouverture latérale, permet le pompage qui assure le vide à l'intérieur de l'ensemble. Un passage mécanique à joint torique est occupé par un "crayon" de plexiglass qui peut être placé sur le faisceau. En éclairant l'interféromètre grâce à ce système, on peut contrôler sans détruire le vide si l'alignement des lames du Fabry-Pérot est resté correct, ce qui est particulièrement utile lorsque l'appareil est resté inutilisé quelques jours ;

- la troisième pièce contient le diaphragme. Il comporte, en outre, latéralement, 3 passages étanches. L'un est occupé par un passage de rotation manuelle qui, par un système de cames, permet l'ouverture ou la fermeture du diaphragme de l'extérieur. Un second passage est un passage électrique qui permet d'alimenter une lampe miniature afin d'éclairer le diaphragme lors des opérations de réglage . Le troisième passage est un tube de visée fermé à une extrêmité par une glace semi-transparente inclinée à 45°. Ce système de visée permet, en effet, de contrôler d'une façon précise l'alignement du centre du système d'anneaux sur l'ouverture du diaphragme. Pour cela, il peut être nécessaire d'ouvrir le diaphragme afin de retrouver le système d'anneaux. En général, le système est préréglé lors de la mise en place de l'enceinte et du système focalisateur sur le monochromateur ; cependant, la mise sous vide, en comprimant les joints toriques, peut parfois, à la faveur d'une dissymétrie des forces de pression, dérégler suffisamment l'appareil pour perturber totalement les mesures, c'est ce qui a exigé d'imaginer la possibilité de contrôle et le réglage sous vide de l'alignement de l'interféromètre.

Enfin, outre la fixation par bride de l'ensemble précédemment décrit sur le monochromateur, la rigidité du montage est assurée par un ridoir (R) qui assure la liaison entre les deux appareillages et peut contribuer aux réglages d'alignement du système.

2.3.3 - Le monochromateur.

C'est un monochromateur BEAUDOUIN de type MVR (Romand-Vodar) 100 (18). Conçu pour travailler dans le domaine de 500 à 3000 Å, il comporte un réseau de 1 m de rayon de courbure, à 1200 traits par millimètre utilisé en incidence quasi-normale. Sa résolution est donnée pour 0,5 Å et sa dispersion de 8 Å/mm. Le montage optique est du type de celui d'EAGLE (19). Les fentes d'entrée et de sortie sont fixes et situées sur le cercle de Rowland. Un système mécanique soigneusement étudié (20) assure, par translation et rotation simultanée du réseau, une focalisation correcte de l'image pour l'ensemble du spectre.

De récents travaux (21) ont montré l'importance des aberrations et des corrections de focalisation dans la théorie des réseaux concaves et il semble que la réalisation pratique de tels monochromateurs pourrait être revue à la lumière de ces nouveaux calculs.

Les fentes d'entrée et de sortie, distantes de 200 mm, à ouverture réglable de façon continue, sont munies de vannes d'isolement pour pouvoir conserver l'appareil sous vide.

La bride de la fente d'entrée est en outre munie d'une sortie latérale qui permet un pompage différentiel.

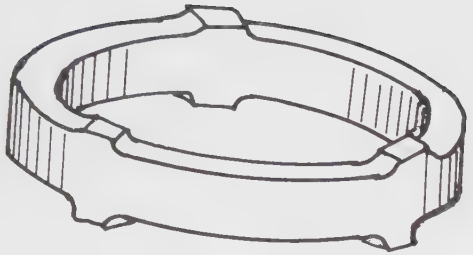
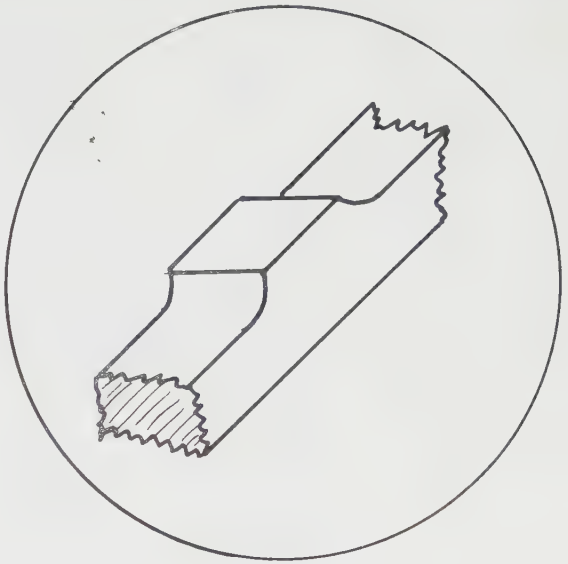


FIG.8

câles – détail



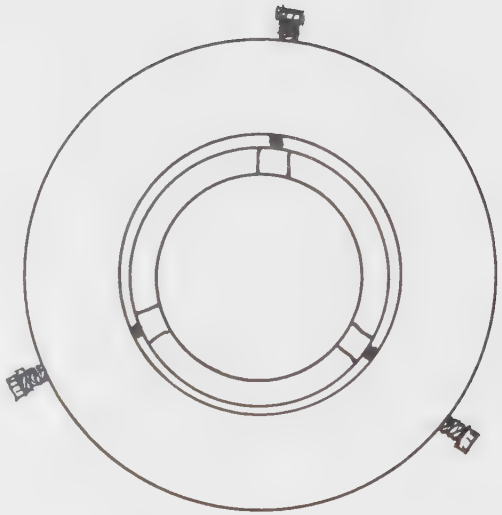
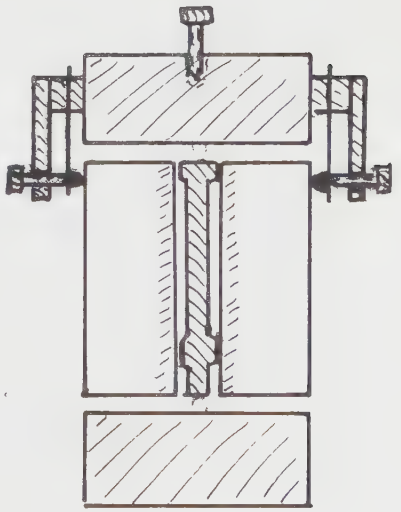


FIG. 9

interféromètre



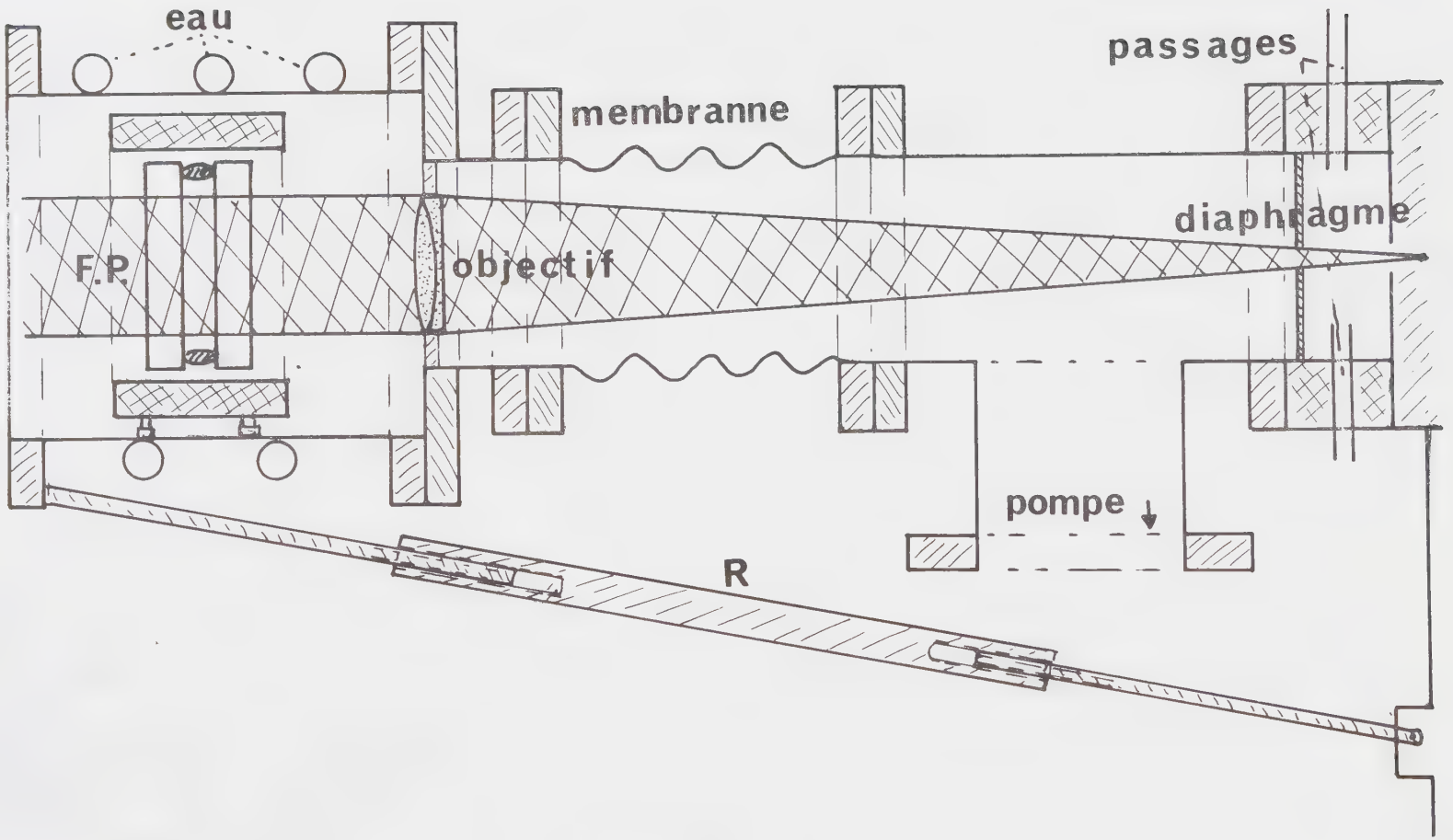


FIG.10

Le vide dans le monochromateur est assuré par une pompe à diffusion de 300 litres/seconde. Il y a deux pompes primaires, l'une de 10 m^3/h pour le monochromateur, l'autre de 3,5 m^3/h pour les accessoires, côté entrée ou côté sortie.

On peut atteindre un vide de 2.10^{-6} torr en 6 heures environ dans le monochromateur, vide mesuré par une jauge à ionisation SOGEV de type ionivac. Ce type de jauge est très robuste et les mesures parfaitement reproductibles dans la plage de 10^{-6} à 10^{-3} torr.

2.3.4 - La détection.

Lors de nos mesures, nous avons utilisé quasi-exclusivement des photomultiplicateurs de type 150 AVP de la RADIOTECHNIQUE. L'étanchéité entre le tube contenant le photomultiplicateur et le monochromateur est assurée par un disque de pyrex s'appuyant sur un joint torique. Sur la face avant de ce disque, c'est-à-dire celle qui reçoit le faisceau lumineux issu du monochromateur, est vaporisé du salycilate de sodium suivant le procédé habituel : dilution dans l'alcool méthylique, vaporisation, séchage. Les couches obtenues, aussi homogènes que possible, ont une densité de l'ordre de 1 mg/cm^2.

Un réservoir parallélépipèdique, traversé en son milieu par un tube cylindrique, vient se loger sur le tube qui contient le photomultiplicateur. Ce réservoir, entouré d'une épaisse protection en polyuréthane, peut recevoir de l'azote liquide pour refroidir le photomultiplicateur. En fait,compte-tenu des pertes thermiques, puisque le photomultiplicateur n'est en contact avec le tube qui le contient que par l'embase en bakélite, le refroidissement de la photocathode et des résistances du pont, placées directement sous l'embase, est à la fois énergique et cependant modéré, la température atteinte étant estimée entre -30° C et -40° C. La consommation d'azote est relativement importante (2 litres/h) et d'autre part, il faut soigneusement isoler les contacts électriques de toute condensation de vapeur d'eau. Nous avons eu également parfois des difficultés avec le joint torique d'étanchéité entre la bride du support du photomultiplicateur et celle du monochromateur : un refroidissement trop important détruit les qualités élastiques du joint et, suivant le serrage, peut introduire des fuites.Nous avons résolu le problème en entourant les brides d'une boucle des circuits d'eau des thermostats : la difficulté du refroidissement du photomultiplicateur vient de la nécessité d'avoir des gradients importants d'un point à un autre du tube. Il est indéniable que le refroidissement apporte une stabilité qui peut être très utile dans la détection de faibles signaux. Le courant d'obscurité est diminué d'un facteur 10, les fluctuations d'un facteur 10 également (figure 11). Il est non moins indéniable que de tels procédés, souvent répétés, abrègent sérieusement la durée de vie des photomultiplicateurs.

Une alimentation MESCO fournit au photomultiplicateur une tension de 1400 V environ, à travers un pont diviseur de type classique (figure 12). Le courant anodique est détecté par un nanoampèremètre LEMOUZY. A la sortie de cet appareil, le signal amplifié est envoyé sur un enregistreur potentiométrique MECI a travers un pont de résistances qui permet le changement de calibre. L'enregistreur qui possède deux vitesses de déroulement du papier, respectivement de 50,8 mm/mn et 158 mm/mn, possède également une gamme de calibre de 1 à 25 mV et une source auxiliaire pour le décalage de zéro.

2.3.5 - Les sources lumineuses.

Nous avons employé plusieurs types de sources. Le premier type est celui de type OSRAM, largement répandu dans le commerce. Ce sont des lampes à décharge sous une tension de 470 V environ, à 50 Hz, excitées par des électrodes en aluminium dans un bulbe de quartz rempli d'un gaz rare, argon en général, sous une pression de quelques millimètres de mercure. Ces lampes fonctionnent sur ballast sous une tension totale de 470 V, avec une intensité de courant de 1 à 2 ampères suivant les lampes. En fait, il est

toujours nécessaire, pour les études spectroscopiques, de réduire largement le courant débité afin d'obtenir des raies plus fines. La tension nécessaire à l'entretien de la décharge varie suivant le corps vaporisé et la température à laquelle on maintient le bulbe. Il est, en effet, parfois utile de refroidir la lampe pour affiner encore les raies. Ceci se fait à l'air comprimé en général. Nous avons fait des essais également à l'azote, en particulier pour la lampe à mercure lors de l'étude de la raie 1850 Å pour éviter le phénomène d'absorption par l'oxygène, mais comme le courant de gaz froid qui entoure l'enveloppe est en général de très faible épaisseur (moins du millimètre), nous n'avons pas obtenu de différence notable entre l'azote et l'air comprimé.

Nous avons également utilisé très largement les lampes sans électrode excitées en haute fréquence. Une alimentation RAYTHEON fournit une puissance de 125 watts à une fréquence de 2450 MHz. Des lampes au mercure naturel et au soufre ont été fabriquées au laboratoire . Des lampes au Hg_{202} ont été fabriquées au Laboratoire Aimé Cotton.* Dans la plupart des cas, elles consistent en un simple tube de quartz de quelques millimètres de diamètre (3 à 8). La technique de construction de ces lampes a abondamment été décrite dans la littérature. Les lampes sont en général placées verticalement devant la fenêtre d'entrée de l'appareillage optique. Elles sont initiées au moyen d'une bobine de Tesla puis excitées en H.F. au moyen soit d'une antenne parabolique, soit d'un guide d'onde de section rectangulaire. Nous avons fait plusieurs essais d'utilisation de lampes en position horizontale, l'extrêmité servant alors de source lumineuse (schéma 1, figure 13). Nous avons parfois remplacé le joint du tube par une fenêtre en fluorure de lithium mais les problèmes de scellement en particulier sont probablement à l'origine de durées de vie relativement brèves de ces lampes. En outre, dans ce cas, suivant le montage mécanique utilisé, il est parfois difficile d'entretenir la décharge H.F. jusqu'à l'extrêmité utile du tube (schéma 2, figure 13), ce qui a pour effet de laisser un "tampon" de vapeur plus froide entre la décharge et la fenêtre et donc de provoquer un autorenversement de la raie de résonance. Dans ce cas également, nous avons parfois employé un guide d'onde circulaire. Il est incontestable que, lorsque la géométrie de l'ensemble s'y prête, le rendement obtenu grâce au guide circulaire est meilleur qu'avec les dispositifs précédents. Dans tous les cas, un refroidissement du tube grâce à un flot d'air comprimé le long des parois est nécessaire, toujours pour obtenir des raies plus fines, mais aussi pour préserver le tube de la destruction qu'entraînerait la dissipation de la puissance H.F. disponible.

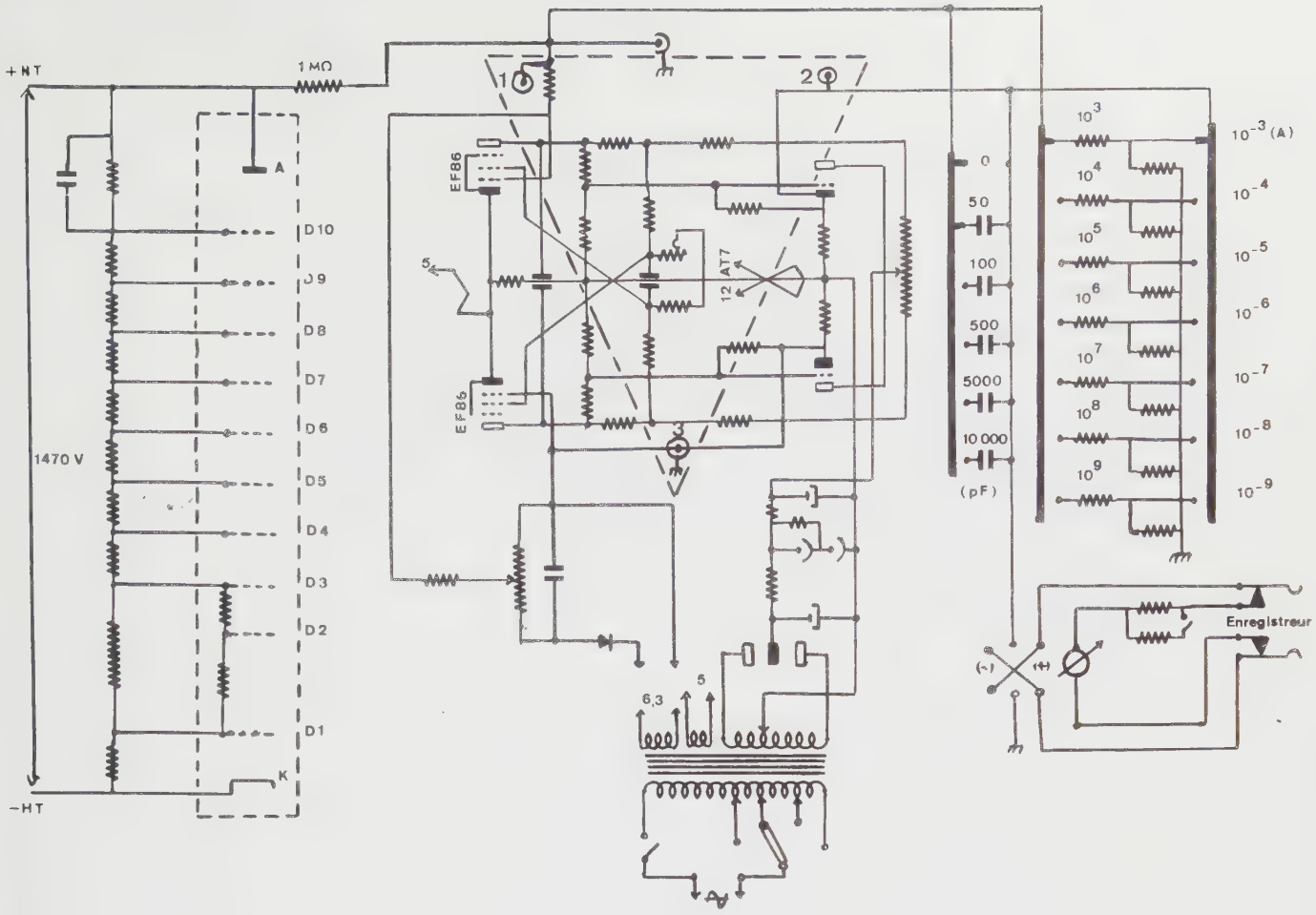
Nous reviendrons, au chapitre IV, sur les sources lumineuses lors d'explorations des interférogrammes dans le domaine des formes de raies de résonance soumises à l'absorption.

Nous avons ainsi décrit les divers éléments constitutifs de la chaîne d'étude. Dans diverses expériences s'ajoutent encore des éléments que nous décrirons au fur et à mesure. Ainsi réalisé, l'appareillage représente un ensemble relativement rapide d'enregistrement photométrique des interférogrammes Fabry-Pérot dans l'ultraviolet, relativement compact et assez aisé à mettre en oeuvre.

III - RESULTATS.

La figure 14 montre l'enregistrement photométrique des franges obtenu pour la raie 1850 Å émise par une lampe sans électrode contenant l'isotope 202 du mercure et refroidie à l'air. Comme l'indice de l'argon a une valeur de 1,00033 environ pour cette longueur d'onde à la pression atmosphérique et que l'enceinte du Fabry-Pérot n'est pas conçue pour supporter des pressions très supérieures, cette méthode de défilement des franges limite l'épaisseur des cales de l'interféromètre à une épaisseur minimale de 0,5 mm environ si l'on veut faire défiler au moins deux franges à 1850 Å pour étudier la finesse

* Nous remercions ici Monsieur GERSTENKORN qui nous les a procurées.



DISPOSITIF D'ENREGISTREMENT

FIG. 12

avant

FIG.11

Refroidissement du photomultiplicateur

après

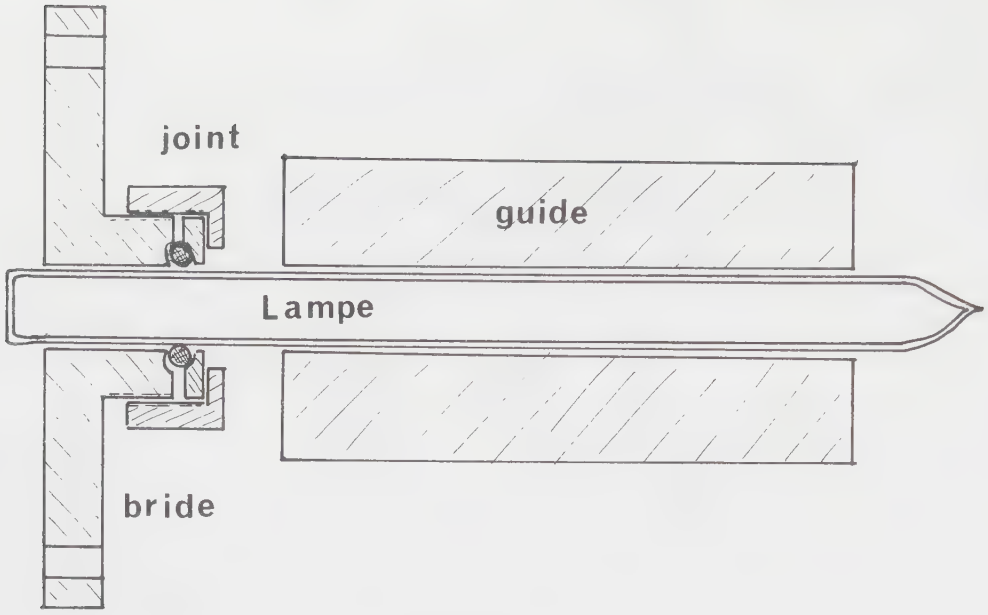


FIG.13-1

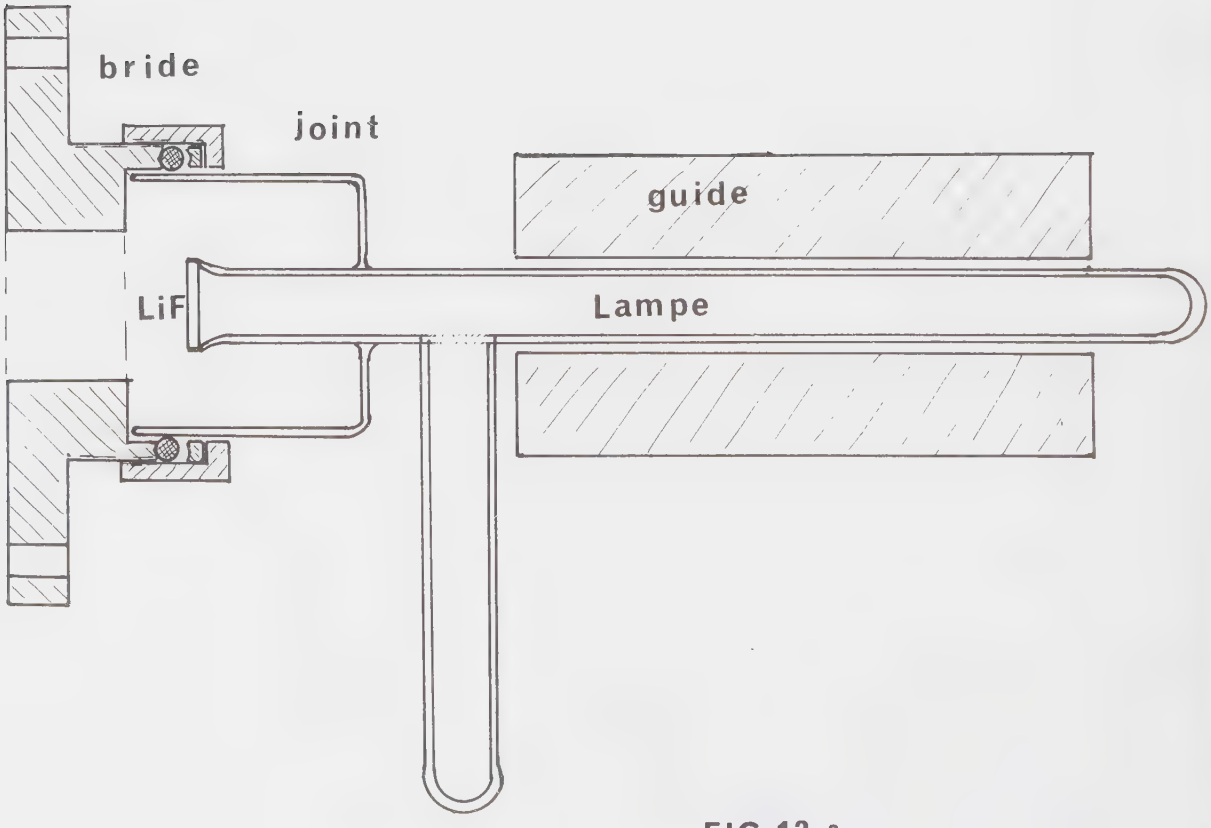


FIG.13-2

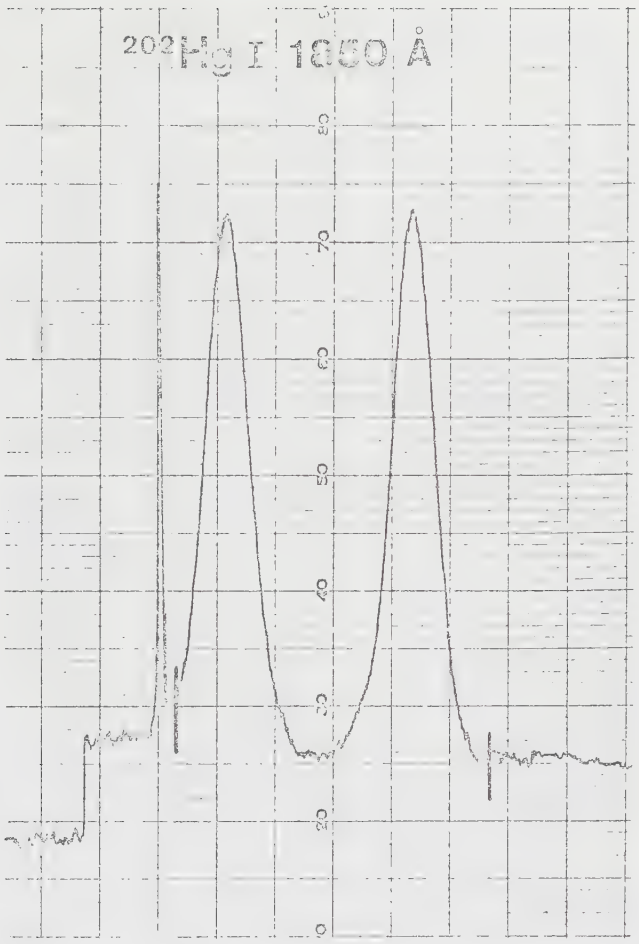


FIG. 14 . Enregistrement de la raie 1850 Å du mercure isotopique 202.

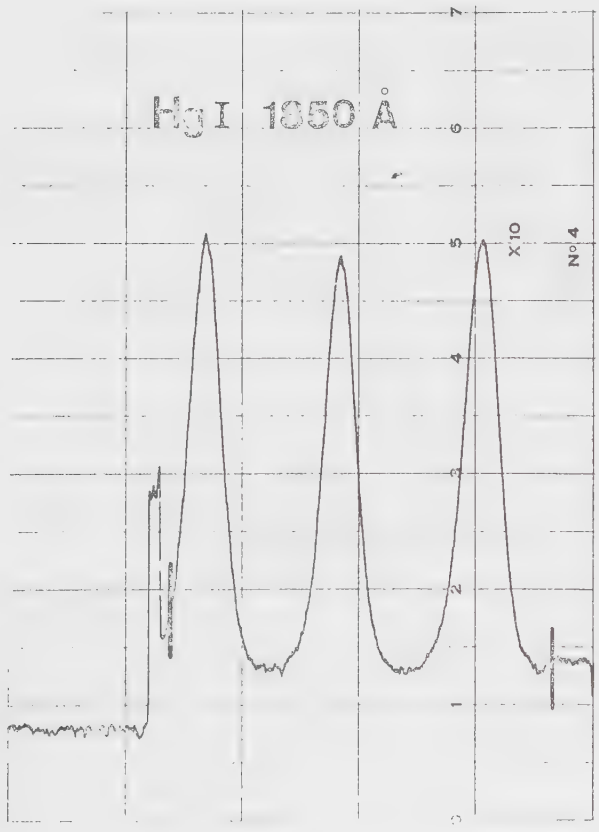


FIG. 15 . Raie 1850 Å du mercure naturel .

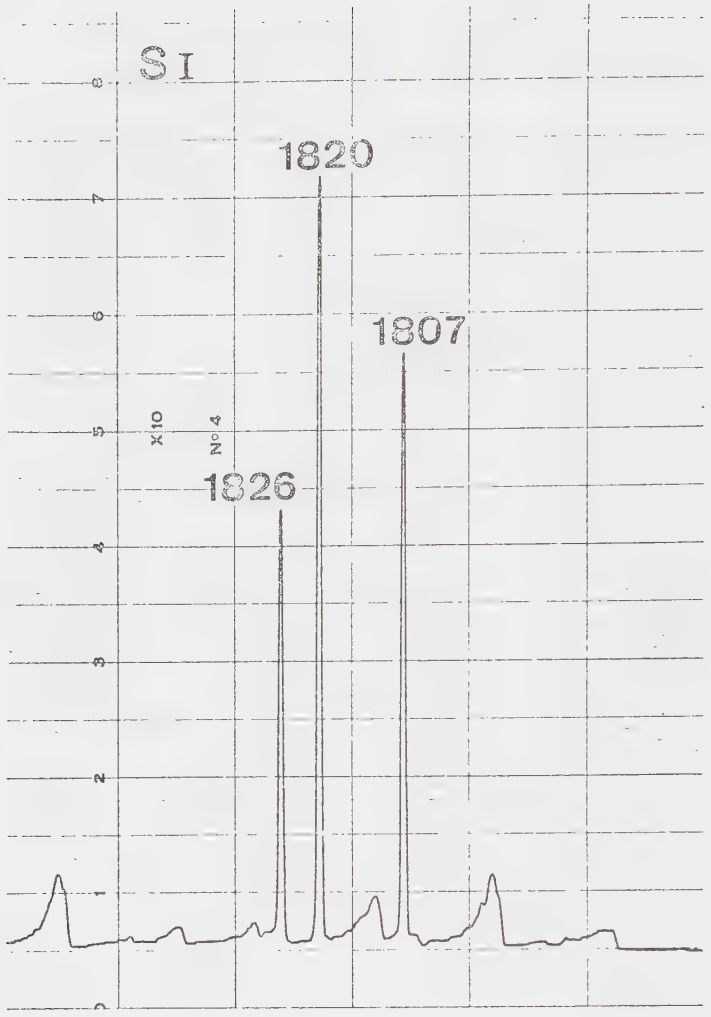


FIG. 16 . Spectre du Soufre

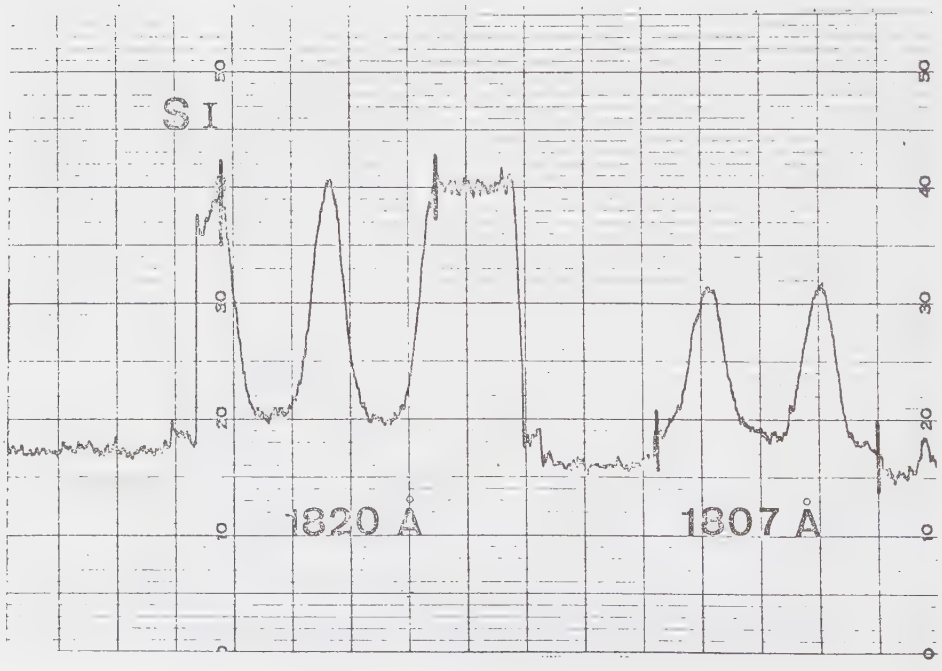


FIG. 17 . Interférogramme des raies du Soufre .

dans ce domaine. Il est cependant nécessaire de descendre à une épaisseur de cet ordre si l'on veut éviter quela fonction source ne perturbe l'étude de la fonction d'appareil.

La finesse effective, ou finesse enregistrée, est de l'ordre de 4,3. Elle est sans doute limitée par la qualité des lames, mais aussi par leur ajustement, difficile à réaliser pour des cales de faible épaisseur. Il s'agit bien de finesse enregistrée, c'est-à-dire de la finesse de franges obtenues par une convolution des fonctions d'appareil successives : Fabry-Pérot, défauts **des** lames, diaphragme d'entrée, etc. Nous reviendrons sur tous ces aspects au chapitre IV, lors de l'exploitation de ces interférogrammes.

La figure 15 montre l'enregistrement de la même raie pour le mercure naturel. Le résultat est sensiblement le même. Notons encore que les performances de ces enregistrements semblent comparables aux résultats photographiques obtenus par BRADLEY.

La transmission des couches et du support peut laisser espérer l'obtention de franges jusqu'à 1750 Å environ. Nous en avons obtenu effectivement pour les raies 1807, 1820 et 1826 Å du soufre, émises par une lampe sans électrode.L'enregistrement de la figure 16 montre la répartition spectrale de ces trois raies dans le spectre du soufre et leurs intensités respectives. Les intensités des franges sont dans le même rapport que celles des raies (figure 17). L'enregistrement de la figure 18, pour lequel le photomultiplicateur était refroidi, permet de constater qu'à 1820 Å, la finesse enregistrée est du même ordre de grandeur qu'à 1850 Å. Il ne semble pas y avoir de variation brutale des performances de l'appareil au-dessus de 1800 Å. Dans la région comprise entre 1800 Å et 1700 Å, les raies, à la fois intenses, étroites et isolées, sont assez rares. Un essai avec une lampe sans électrode contenant de l'iode a été infructueux.

Relevons donc que pour un étalon de 5 mm d'épaisseur par exemple, dont l'intervalle spectral libre est de 1 K (K,Kaiser ou cm^{-1}), le pouvoir de résolution théorique est de 220.000 à 1850 Å. Cet appareillage fournit des interférogrammes avec une finesse effective relativement faible par rapport aux finesses habituelles dans le visible ou le proche ultraviolet.(CONTRERAS et KELLY (22) notent une finesse enregistrée de 7 pour leurs études photographiques sur le cadmium à 2265 Å). Il nous a cependant permis

- d'obtenir les premiers enregistrements photoélectriques dans la région de 1800 à 1900 Å ;
- d'étudier l'indice des gaz transparents dans la région de 1800 à 2550 Å (chapitre II) ;
- d'aborder l'étude de l'absorption dans ce domaine (chapitres III et IV) ;
- de préparer dans l'avenir, pour le laboratoire, la réalisation d'interféromètres Fabry-Pérot plus perfectionnés, notamment sur fluorure de magnésium pour étendre à nouveau le domaine vers l'ultraviolet plus lointain.

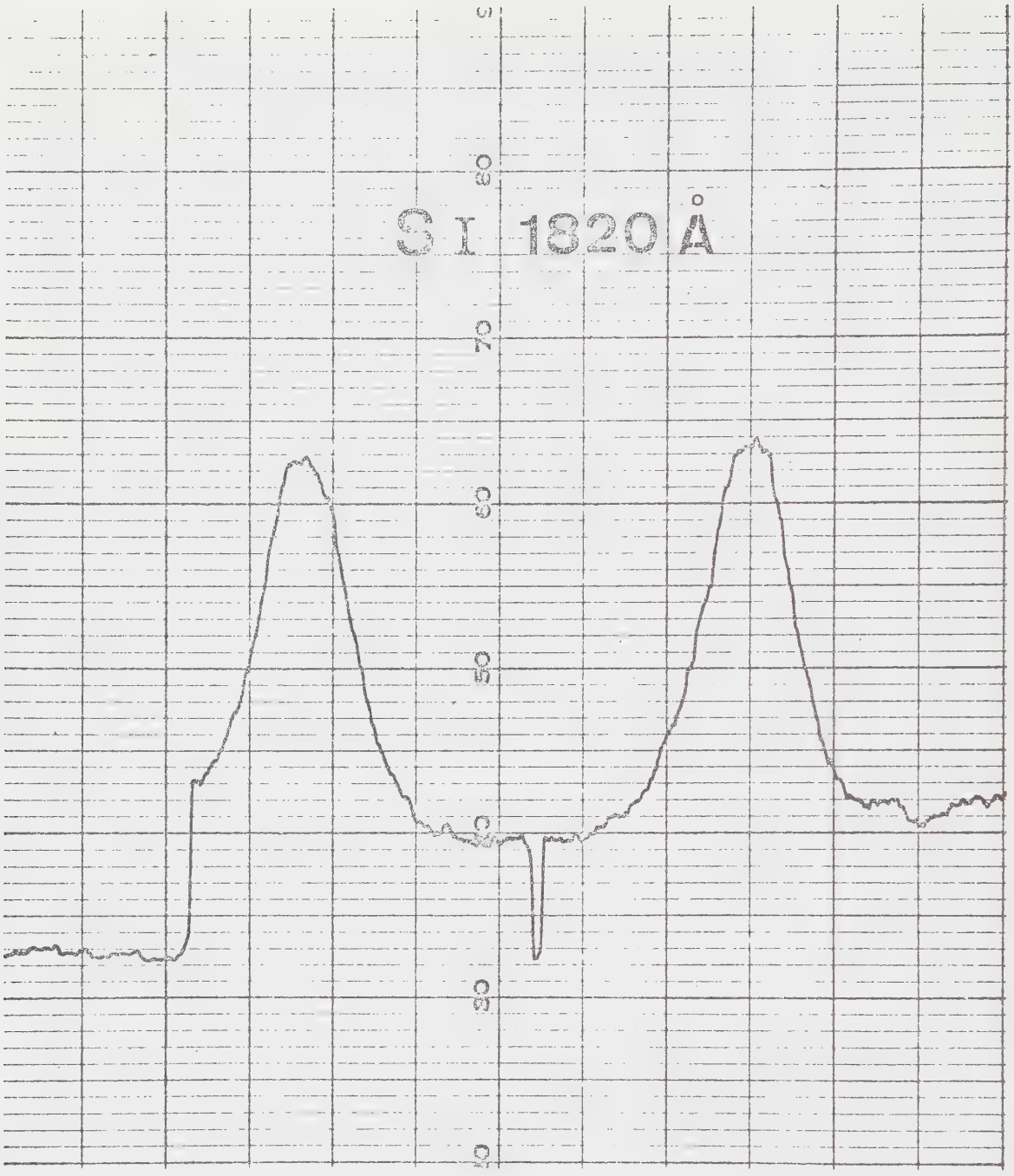


FIG. 18 . Interférogramme de la raie du Soufre 1820 Å ,le photomultiplicateur étant refroidi .

CHAPITRE II

LA MESURE INTERFEROMETRIQUE DE L'INDICE DE REFRACTION DES GAZ TRANSPARENTS DANS L'ULTRAVIOLET (1800 - 2500 Å).

I - INTRODUCTION.

1.1 - Les formules de dispersion.

1.2 - Les mesures des indices de réfraction dans l'ultraviolet.

II - DISPOSITIF EXPERIMENTAL.

2.1 - Les sources optiques.Les longueurs d'onde. L'interférence.

2.2 - La méthode de mesure, $dn = \lambda\, dN/e$.

2.3 - Les corrections de température, de pression.

III - RESULTATS EXPERIMENTAUX.

3.1 - L'azote.

3.1.1 - Mesures antérieures.

3.1.2 - Résultats.

3.1.3 - Formules de dispersion.

3.2 - L'argon.

3.3 - L'hélium.

3.4 - Le néon.

3.5 - Le xénon.

3.6 - Le krypton.

IV - CONCLUSION.

I - INTRODUCTION.

La variation de l'indice de réfraction des gaz avec la longueur d'onde peut être représentée par la formule classique de SELLMEÏER :

$$n - 1 = \frac{Ne^2}{2\pi mc^2} \sum_i \frac{f_i}{\sigma_i^2 - \sigma^2}$$

où n est l'indice de réfraction aux conditions normales de température et de pression pour la lumière de nombre d'onde σ ($\sigma = 1/\lambda$), f_i est la force d'oscillateur pour la transition de longueur d'onde λ_i, ou de nombre d'onde σ_i, la somme étant faite sur l'ensemble des transitions y compris celles vers le spectre continu ; N est le nombre de molécules par unité de volume, c la vitesse de la lumière dans le vide, e et m sont respectivement la charge et la masse de l'électron.

Il est en général possible de représenter les valeurs expérimentales par une formule de dispersion n'ayant que quelques termes. On emploie parfois une expression à deux termes dans les régions spectrales loin des raies de résonance où ces termes sont alors des valeurs moyennes pour un nombre de transitions pour lesquelles ($\sigma_i^2 - \sigma^2$) varie peu, mais ces termes n'ont que peu de signification physique. Près des raies de résonance, ces termes prennent une signification beaucoup plus importante, l'un représente l'effet de ces raies, le terme restant étant une moyenne de l'effet des transitions moins proches. Dans la région proche d'une raie de résonance, la variation de l'indice de réfraction est due presque entièrement au terme qui correspond à cette transition. Les raies de résonance des gaz sont situées dans l'ultraviolet. Dans cette région spectrale, les propriétés médiocres des matériaux optiques ont rendu très difficiles les mesures interférométriques ; c'est pourquoi, il nous a semblé intéressant de mesurer les indices de réfraction dans le domaine d'utilisation de notre interféromètre, c'est-à-dire de 1800 à 2500 Å.

Nous avons étudié successivement l'azote, l'argon, l'hélium, le néon, le krypton et le xénon.

Les mesures antérieures sur les indices de réfraction sont assez rares dans l'ultraviolet bien qu'elles aient été tentées de bonne heure. Les méthodes employées dans le visible et le proche ultraviolet sont en général basées sur la réfractrométrie de type RAYLEIGH. Pour ce qui est des mesures propres à l'ultraviolet, ce sont le plus souvent des mesures relatives de type spectrographique, c'est-à-dire la mesure du déplacement d'une longueur d'onde dans un spectrographe rempli du gaz à étudier. Ces mesures sont moins précises que les méthodes interférométriques. Les mesures relatives ont, en outre, l'inconvénient de devoir s'appuyer sur les mesures faites dans le visible, mesures parfois anciennes et sujettes à révision. On trouve quelques mesures isolées pour des régions relativement éloignées du spectre (1216 Å)basées sur des méthodes plus particulières telles celles de HEDDLE et al. (1) à partir du rayonnement CERENKOV ou la diffusion RAYLEIGH.

Enfin, comme la plupart des auteurs donnent des formules d'extrapolation pour la réfractivité, il est possible de comparer les résultats expérimentaux aux valeurs extrapolées des formules théoriques, ce qui permet de constater, en général, un désaccord notable entre les deux.

II - DISPOSITIF EXPERIMENTAL.

Nous avons utilisé, pour ces mesures d'indice de réfraction, l'interféromètre enregistreur Fabry-Pérot que nous avons décrit au chapitre I, en adoptant le même processus expérimental, l'entrée de l'enceinte du Fabry-Pérot étant raccordée à la bouteille du gaz à étudier.

La variation d'indice est fonction de la variation de pression dans l'enceinte ; elle est reliée au nombre de franges qui défile par la formule

$$dn = \lambda \frac{dN}{e}$$

dN représente le nombre de franges qui défilent, λ la longueur d'onde, e l'épaisseur des cales de l'interféromètre. Les épaisseurs sont choisies d'une part en fonction de la nature du gaz, d'autre part en fonction de la finesse des raies de la source utilisée. Nous avons mesuré l'épaisseur des cales par la méthode interférométrique dite des coïncidences (2). Ces épaisseurs sont de 3,134 et 5,481 mm suivant les cas.

Comme on l'a déjà signalé, l'enceinte du Fabry-Pérot est thermostatée et le gaz étudié y est introduit après passage dans un serpentin de faible section maintenu également à la même température. Les variations de température lors d'une mesure sont indécelables à la précision des mesures, qui est de 0°025 C. Le thermostat qui assure une circulation d'eau est un GEBRÜDER-HAAKE. La mesure des températures est faite au moyen du thermocouple traversant directement la paroi de l'enceinte du Fabry-Pérot et dont la tête se trouve au voisinage immédiat de la cale d'épaisseur de l'interféromètre. La mesure du courant se fait au potentiomètre P12 AOIP.

Pour mesurer la pression, nous avons construit un manomètre à mercure de 0,85 m de hauteur qui permet des différences de niveaux jusqu'à 80 cm de mercure environ. Les lectures, faites au cathétomètre, sont rapportées ensuite aux conditions standard de température et de gravité. L'altitude et la latitude du laboratoire n'introduisent que de très faibles erreurs qu'on peut négliger.

Ce manomètre à mercure nous a causé quelques difficultés. En effet, lors de l'utilisation des raies de résonance du mercure comme source, les conduits du manomètre agissent comme une véritable cuve d'absorption, cette absorption variant d'ailleurs avec la pression du gaz introduit dans la chambre interférométrique. Pour éviter ce phénomène, ou tout au moins l'atténuer de façon considérable, nous avons placé des copeaux de cuivre dans les conduites en verre situées entre le manomètre et la chambre, puis nous avons ajouté un piège à condensation. La maintenance de ce piège était assez délicate car il faut se souvenir (cf. tableau 13) que la plupart des gaz étudiés ont leur point d'ébullition très proche de celui de l'azote liquide qui est notre agent réfrigérant. Il convenait donc de trouver une température convenable pour condenser au mieux les vapeurs de mercure sans condenser les gaz étudiés ni introduire des perturbations thermiques sur les mesures.

Les longueurs d'onde utilisées sont les raies de résonance des métaux étudiés au laboratoire : 2537 Å (Hg I), 2288 Å (Cd I), 2139 Å (Zn I), 1849 Å (Hg I) et également la raie de résonance de Hg II 1942 Å ; la raie du soufre 1807 Å (S I) et parfois, si celle-ci était trop faible, 1820 Å (S I).

L'erreur expérimentale proviendra, dans ces conditions, essentiellement de l'appréciation des excédents fractionnaires des franges, les autres erreurs étant négligeables par rapport à cette dernière. L'appréciation sur une frange se fait, en général, à 1/50 parfois moins dans le cas où elles sont très nombreuses à défiler, auquel cas la précision relative reste la même sur dN. L'expérience montrera que l'écart quadratique moyen de la réfractivité, calculé sur une quinzaine de mesures pour chaque point, varie de 6.10^{-6} à 5.10^{-7} suivant la longueur d'onde et le gaz considéré.

III - RESULTATS EXPERIMENTAUX, COMPARAISONS.

3.1 - L'azote.

3.1.1 - Les mesures antérieures.

En dessous de 2380 Å, limite des mesures de KOCH (3), la littérature fournit seulement les valeurs de WILKINSON (4) de 2042 à 1649 Å obtenues à l'aide d'un spectrographe à vide et les estimations de HEDDLE et al. obtenues par effet CERENKOV pour des longueurs d'onde de 1860 $\pm$ 80 Å, 1805 $\pm$ 80 Å, 1220 $\pm$ 30 Å.

Rappelons brièvement la méthode spectrographique employée par WILKINSON. On prend une photographie d'une raie spectrale dans le vide, λ, puis de la même raie en introduisant un gaz dans le spectrographe λ_g, à une température et une pression donnée.

La variation de l'angle d'incidence β donne la mesure de l'écart des longueurs d'onde :

$$m\,\lambda - m\,\lambda_g = d\,(\sin\beta - \sin\beta_g) = m\,\Delta\,\lambda$$

d est la constante du réseau, m l'ordre d'interférence.

WILKINSON utilisait une source lumineuse au germanium et enregistrait simultanément le spectre d'émission dans les trois premiers ordres. L'indice de réfraction d'une raie spectrale de l'ultraviolet à vide est mesuré en comparant son déplacement $\Delta\lambda_3$ à celui d'une raie dans le proche ultraviolet $\Delta\lambda_2$.

$$n_3 - 1 = \Delta\,\lambda_3 .\,\lambda_2\,(n_2 - 1)\,/\Delta\,\lambda_2 .\,\lambda_3$$

où les indices 2 et 3 se rapportent respectivement au second et au troisième ordres. En pratique, avec les spectrographes à grande dispersion utilisés, l'introduction du gaz produit des contraintes mécaniques qui provoquent également un déplacement spectral des raies. Il faut donc tenir compte de ce déplacement mécanique et le déplacement total est

$$\Delta\,\lambda_o = \Delta\,\lambda_s + \Delta\,\lambda$$

où $\Delta\,\lambda_s$ est le déplacement apparent dû uniquement aux contraintes mécaniques. $\Delta\,\lambda_s$ devra donc être mesuré par exemple à partir de raies dans le spectre du second ordre, ce que fait WILKINSON en prenant pour valeurs des indices de réfraction les données de KOCH. On a alors :

$$\Delta\,\lambda_s = \Delta\,\lambda_o - (n_2 - 1)\,\lambda_g\;\; P/760$$

où P est la pression réduite à 0° C. L'indice de réfraction des raies du spectre du troisième ordre est :

$$n_3 - 1 = (\Delta\,\lambda_o - \tfrac{2}{3}\Delta\lambda_s)\;\; 760/\,\lambda_g\, P$$

Il est évident que cette méthode n'atteint pas la précision des mesures interférométriques, elle a été cependant fort utile pour obtenir les premières valeurs de l'indice de réfraction dans un domaine inaccessible à l'interférométrie classique.

3.1.2 - Résultats.

L'azote utilisé contenait moins de 5 parties par million en volume de H_2O et O_2. Chacune des valeurs données est la moyenne d'une quinzaine de mesures et l'écart quadratique moyen peut être évalué à 7.10^{-7}.

Les résultats expérimentaux sont résumés dans le tableau I.

Tableau I $(n - 1)\ 10^6$

λ (Å)	Mesure
2537	321,7
2288	329,9
2139	334,9
1942	243,5
1849	349,5
1807	355,2

WILKINSON fait remarquer que dans le cas de l'azote, les transitions interdites sont à 1450 Å ($a^1\pi_g \leftarrow X^1\Sigma_g^+$), 1518 Å ($B'^3\Sigma_u^- \leftarrow X^1\Sigma_g^+$), 1476 Å ($a'^1\Sigma_u^- \leftarrow X^1\Sigma_g^+$), 1395 Å ($w^1A_u \leftarrow X^1\Sigma_u^+$) et 2100 Å ($A^3\Sigma_u^+ \leftarrow X^1\Sigma_g^+$). Aucune de ces transitions n'est suffisamment forte pour affecter d'une façon appréciable la dispersion optique. On pourrait également attendre une raie de résonance proche de l'origine du système de bande $b'\ \Sigma_u^+ \leftarrow X^1\Sigma_g^+$ vers 972 Å et une autre dans le continu, au-dessous de 796 Å. En l'absence de données spectrales et de dispersion dans cette région, il paraît très aléatoire de dériver des mesures existantes une formule de dispersion de type Sellmeïer.

3.1.3 - Les formules de dispersion.

Parmi les travaux récents, on peut citer la formule de dispersion de PECK et al.(5). pour l'azote :

$$(n - 1)\ 10^8 = 6855{,}200 + 3243157{,}0 / (144 - \sigma^2)$$

(σ : nombre d'onde en μ^{-1})

à partir de mesures entre 4680 et 20586 Å.

WILKINSON propose une expression à deux termes :

$$(n - 1) = \frac{6{,}3622.10^4}{45{,}989.10^8 - \sigma^2} + \frac{32{,}353.10^6}{1065{,}11.10^8 - \sigma^2} \qquad (\sigma \text{ en } \text{Å}^{-1})$$

Cette dernière relation semble la plus proche de l'équation de SELLMEIER.

$$n - 1 = \frac{e^2 N}{2\pi mc^2} \sum_i \frac{f_i}{\nu_1^2 - \nu^2}$$

e est la charge électronique, N le nombre de molécules par unité de volume, m la masse au repos de l'électron, c la vitesse de la lumière, f_i la force d'oscillateur correspondant à la transition de fréquence ν_i.

LANGHOFF et al (6) proposent une méthode de développement de la formule de SELLMEIER sous une forme polynômiale, dite méthode des approximants de PADE (7) :

$$n - 1 = 2N(\alpha_o + \alpha_1\omega^2 + \alpha_2\omega^4 + \alpha_3\omega^6 + \ldots) \quad \text{avec } \omega = 455{,}6/\lambda \text{ pour } \lambda \text{ en Å.}$$

Dans le tableau II et sur la figure I, nous avons relevé, pour comparaison, nos valeurs et celles des auteurs antérieurs, qui sont tirées soit de calculs théoriques (7),soit de formules d'extrapolation (8), soit de travaux expérimentaux.

Tableau II $(n - 1)\ 10^6$

λ (Å)	présent travail	réf.4 mes.	réf.1 et 3 mes.	réf. 5 extr.	réf. 3 extr.	réf.6 calc.
2537	321,7	-	321,7	321,0	321,1	321,0
2288	329,9	-	-	328,1	329,0	328,2
2139	334,9	-	-	334,0	334,9	334,0
1942	343,5	345,1	-	344,5	345,6	344,4
1849	349,5	351,2	344,0	351,1	352,3	350,8
1807	355,2	355,1	347,0	354,6	355,8	354,2

Pour ce gaz, l'accord entre les formules récemment proposées et les valeurs expérimentales semble satisfaisant dans les limites d'erreur indiquées, les formules théoriques établies à partir des mesures dans le visible s'extrapolant assez bien dans l'ultraviolet.

3.2 - L'argon.

3.2.1 - Au-dessous de 2.300 Å, on trouve les mesures spectrographiques de CHASHCHINA et al. (9) (de 2300 à 1110 Å) et trois valeurs données par HEDDLE (10) et revues par KINGSTON (11). La méthode de CHASHCHINA et al. est celle décrite par WILKINSON dont nous avons parlé au § 3.1.1 au sujet de l'azote. Notons encore une valeur à 1600 Å obtenue par PERY-THORNE (12) avec un interféromètre de Michelson.

3.2.2 - Résultats.

L'argon utilisé contenait moins de 10 parties par million en volume de H_2O. Là encore, les valeurs sont la moyenne d'une quinzaine de mesures et l'écart quadratique reste le même que pour l'azote car les ordres de grandeur sont les mêmes.

Dans le tableau III, des résultats expérimentaux sont comparés avec la formule théorique

$$n - 1 = 1{,}2055.10^{-6}\left(\frac{20}{91{,}012 - \lambda^{-2}} + \frac{5}{87{,}892 - \lambda^{-2}} + \frac{437{,}147}{216{,}035 - \lambda^{-2}} \right)$$

où λ est la longueur d'onde en μ.

Tableau III

λ (Å)	mes.	calc.	mes.-calc.
2537	302,9	303,1	- 0,2
2288	310,2	309,9	+ 0,3
2139	315,0	315,4	- 0,4
2942	325,6	325,2	+ 0,4
1849	330,5	330,5	- 0,4
1807	335,2	334,7	+ 0,5

Cette formule, de type Sellmeïer, a été établie sur la base de nos données expérimentales, en introduisant les valeurs des forces d'oscillateur des raies de résonance (f_1 = 0,20 pour λ_1 = 1048 Å ; f_2 = 0,05 pour λ_2 = 1066 Å), valeurs obtenues par KNOX (13).

Les données expérimentales sont en accord avec cette formule à moins de 0,3 %.

3.3.3 - Dans le tableau IV et sur la courbe II, nos valeurs sont comparées aux valeurs calculées ou extrapolées des autres chercheurs.

Tableau IV $(n - 1)\ 10^6$

longueur d'onde (en Å)	présent travail	réf. 9 mes.	réf.10 et 11 mes.	réf.14 extr.	réf.15 extr.	réf.16 calc.	réf.6 calc.
2537	302,9	-	-	302,8	302,9	302,8	303,1
2288	310,2	309,5	-	309,5	309,7	309,7	309,8
2139	315,0	315,1	-	315,0	315,3	315,5	315,3
1942	325,6	325,3	-	324,7	325,4	326,0	325,6
1849	330,5	331,7	332,0	330,8	331,9	332,7	331,3
1807	335,2	335,0	336,0	334,1	335,9	336,2	334,5

Pour l'argon, PECK et al. (14), à partir de leurs mesures entre 4676 Å et 20586 Å, proposent un développement

$$(n - 1)\ 10^7 = 678{,}6711 + 301829{,}43 / (144 - \sigma^2)$$

LARSEN (15), s'appuyant sur ses mesures entre 5677 et 2303 Å, propose un développement de la réfraction molaire où il suppose l'égalité des forces d'oscillateur associées aux transitions à 1048 Å et 1066 Å. CHASHCHINA et al. reprennent cette hypothèse et proposent une formule de dispersion sur le même type que la nôtre :

$$n - 1 = 1{,}2055.10^{-4}\left(\frac{14000}{87892 - \lambda^{-2}} + \frac{14000}{910011 - \lambda^{-2}.10^3} + \frac{430630}{217600 - \lambda^{-2}.10^3} \right)$$

Ils en déduisent une estimation de la somme de ces forces d'oscillateur.

Comme pour l'azote, des formules de dispersion sous forme polynômiale ont été élaborées par DALGARNO et al. (16) et par LANGHOFF et al. (6).

L'accord avec les valeurs expérimentales est à peu près identique au cas de l'azote.

3.3 - L'hélium.

3.3.1 - L'indice de réfraction de l'hélium a été mesuré dans le visible et l'ultraviolet par CUTHBERTSON et al.(17) jusqu'à 2753 Å et par KOCH (18) jusqu'à 2302 Å.

Au-dessous de cette longueur d'onde, nous n'avons trouvé aucune valeur expérimentale, par contre, les travaux théoriques sur cet atome relativement simple sont plus nombreux que pour les autres gaz rares. (19 à 23).

3.3.2 - Résultats.

L'hélium utilisé contenait moins de 5 parties par million en volume de O_2 et H_2O.

Comme la réfractivité de l'hélium est très inférieure à celle des autres gaz rares (8 fois plus faible que pour l'argon), les mesures sont plus difficiles et moins précises en raison du faible nombre de franges qui défilent dans l'interféromètre pour une variation de pression du gaz voisine d'une atmosphère. L'écart quadratique moyen provenant, cette fois encore, d'une quinzaine de mesures, varie de 10^{-6} pour la raie 2537 Å à 5.10^{-7} pour la raie 1849 Å.

Nous avons reporté dans le tableau V les valeurs expérimentales. Les calculs théoriques pour l'hélium étant nombreux et relativement précis, nous n'avons pas établi de formule théorique et comparons seulement, au tableau VI, les résultats expérimentaux aux valeurs calculées par les différents auteurs.

FIG.1

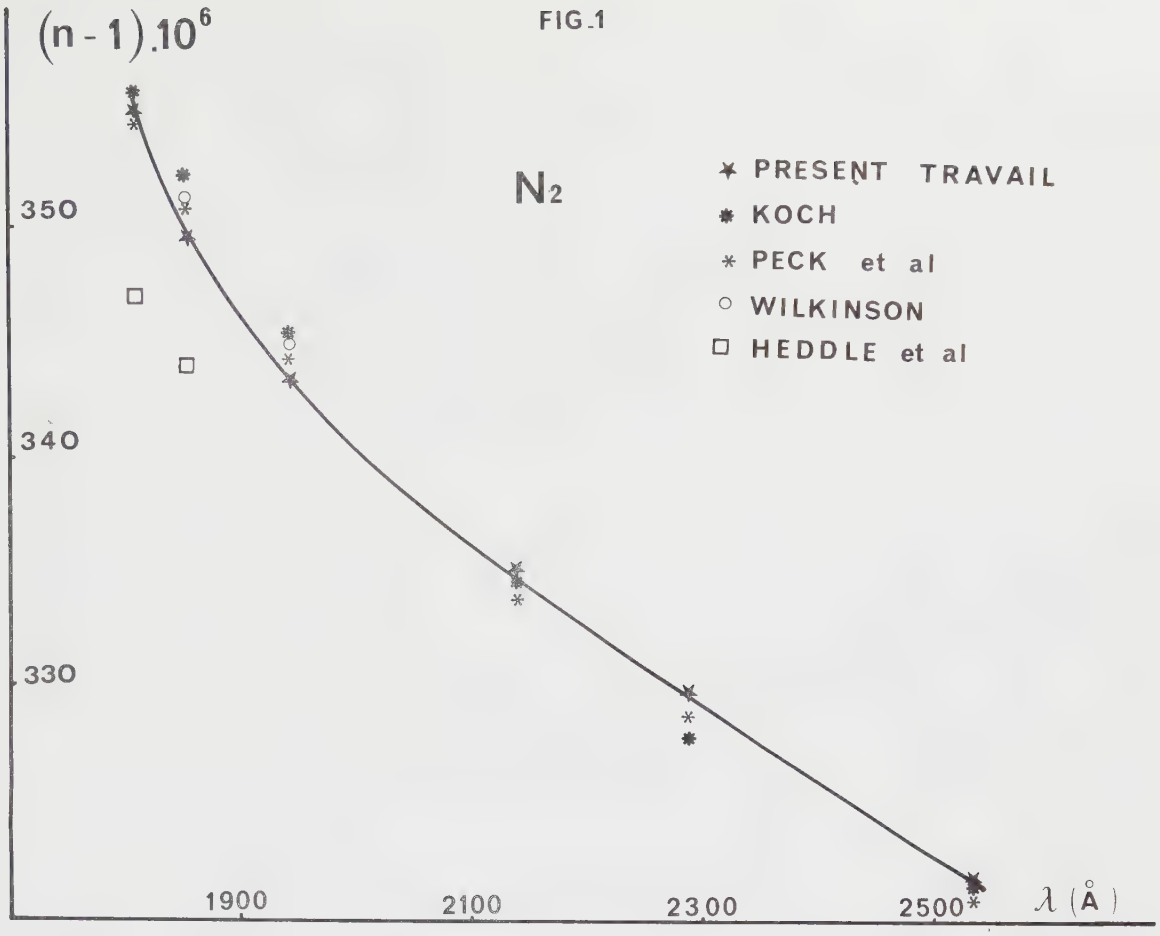

(n - 1).10⁶
N2
PRESENT TRAVAIL
KOCH
PECK et al
WILKINSON
HEDDLE et al
350
340
330
1900
2100
2300
2500
λ (Å)

FIG.2

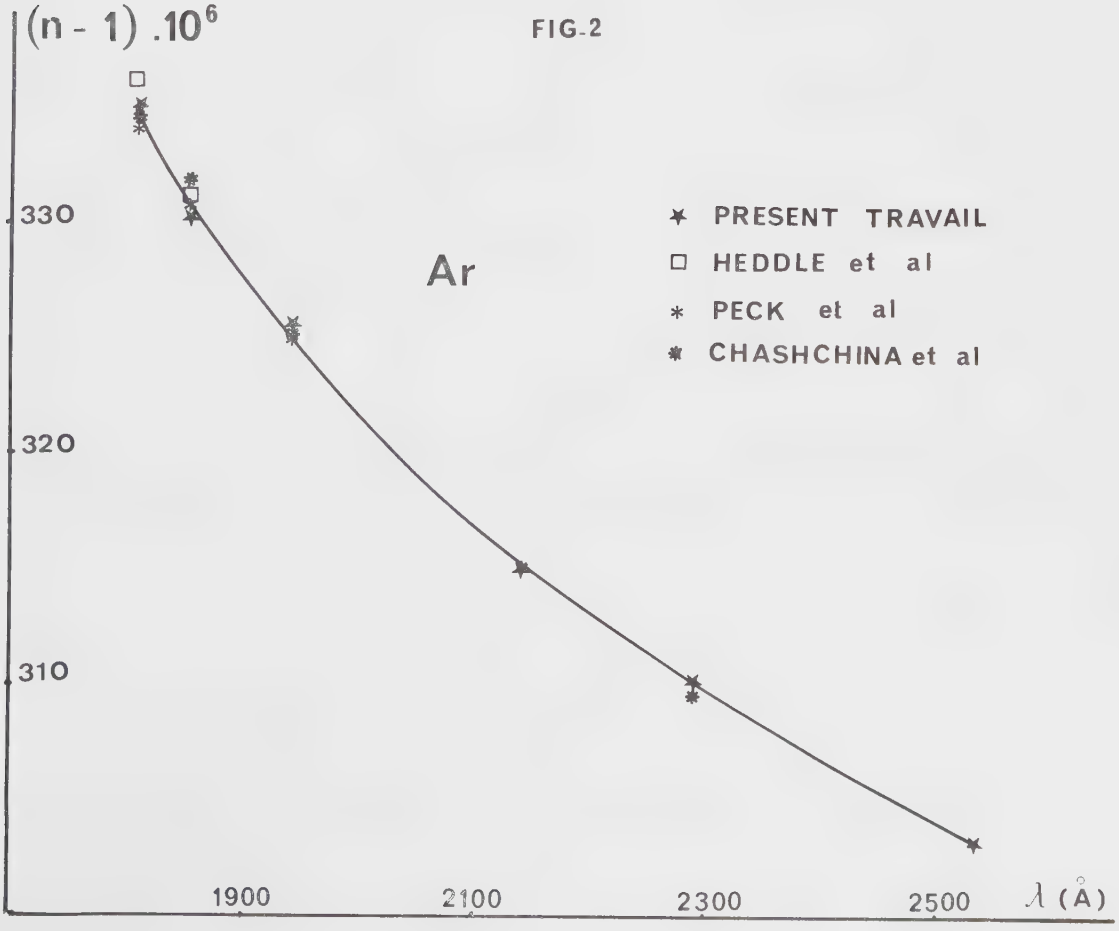

(n - 1) .10⁶
Ar
PRESENT TRAVAIL
HEDDLE et al
PECK et al
CHASHCHINA et al
330
320
310
1900
2100
2300
2500
λ (Å)

FIG. 3

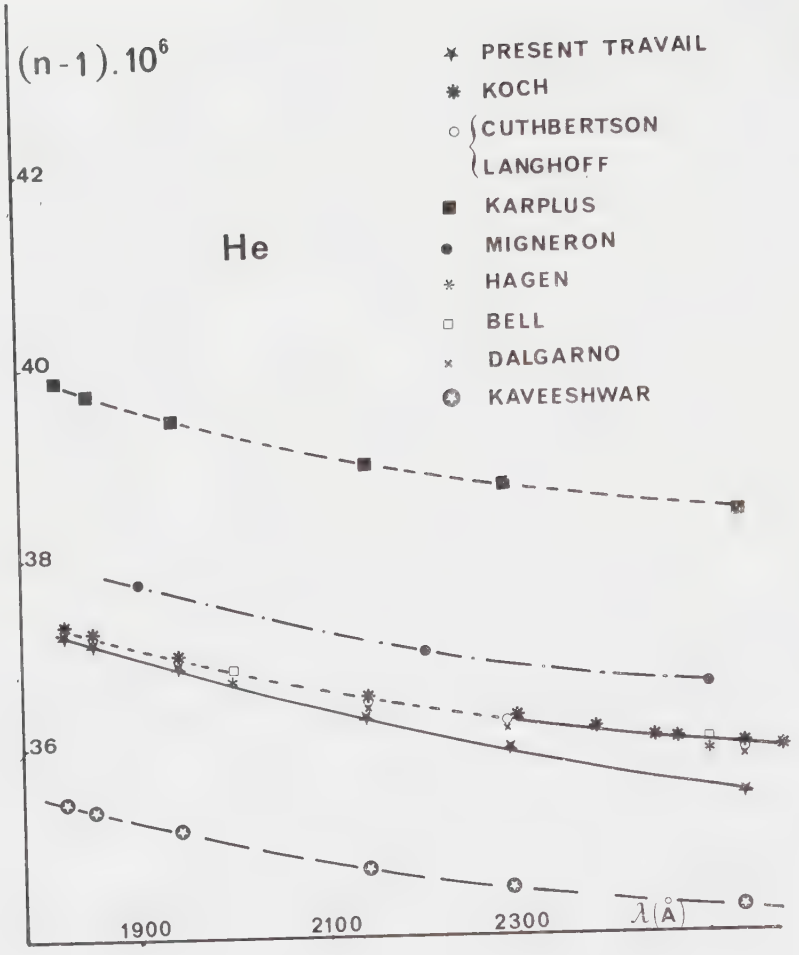

(n-1).10^6
He
PRESENT TRAVAIL
KOCH
CUTHBERTSON
LANGHOFF
KARPLUS
MIGNERON
HAGEN
BELL
DALGARNO
KAVEESHWAR
42
40
38
36
1900
2100
2300
λ(Å)

FIG. 4

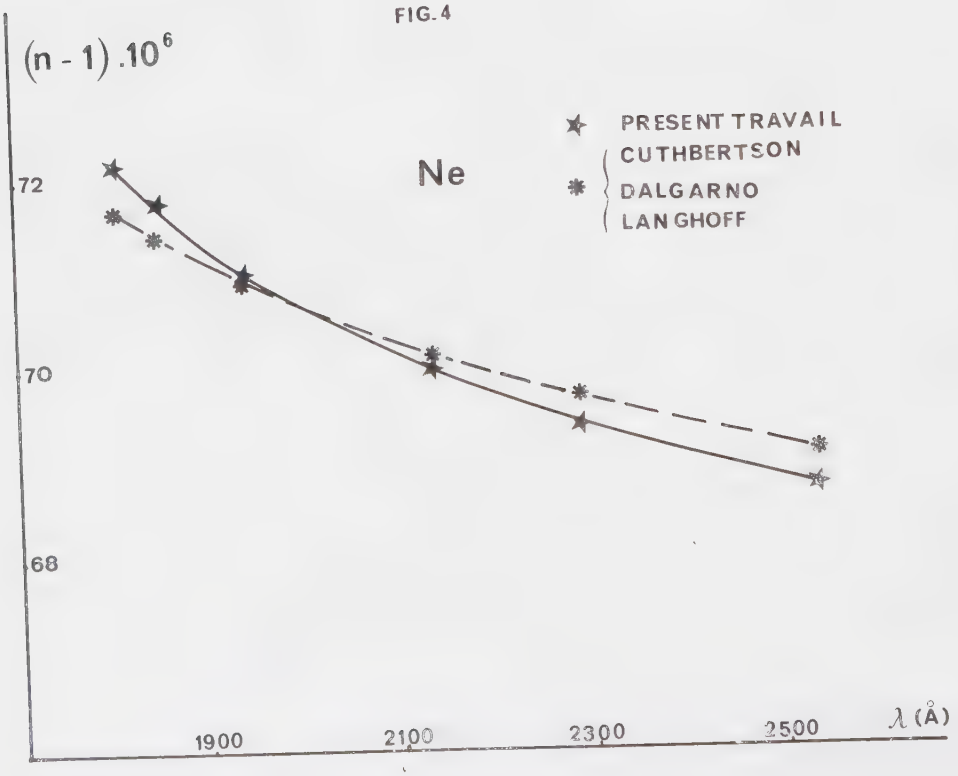

(n - 1).10^6
Ne
PRESENT TRAVAIL
CUTHBERTSON
DALGARNO
LANGHOFF
72
70
68
1900
2100
2300
2500
λ(Å)

Tableau V $(n - 1)\ 10^6$

λ (Å)	mesures
2537	35,49
2288	36,01
2139	36,34
1942	36,90
1849	37,18
1827	37,20

3.3.3 - Formules de dispersion.

Dans le tableau VI et sur la figure 3, sont portés, outre les résultats expérimentaux de KOCH, au-dessus de 2302 Å, les valeurs calculées par extrapolation basées sur les résultats expérimentaux aux longueurs d'onde plus élevées, ainsi que les valeurs calculées à partir des formules purement théoriques. On constate l'intérêt de ces derniers calculs dans le cas relativement simple de l'atome d'hélium.

Pour ce gaz, CUTHBERTSON et KOCH donnent respectivement les expressions suivantes :

$$n - 1 = 1{,}32614.10^{27} / (38313{,}7.10^{27} - \nu^2)$$

et

$$n - 1 = 1{,}32816.10^{27} / (38331{,}7.10^{27} - \nu^2)$$

(ν fréquence en Hz).

DALGARNO et KINGSTON (16) proposent à partir de considérations semi-expérimentales basées sur les mesures de CUTHBERTSON, une formule polynômiale :

$$n^2 - 1 = 6{,}927.10^{-5} (1 + 2{,}24.10^5 / \lambda^2 + 5{,}94.10^{10} / \lambda^4 + 1{,}72.10^{16} / \lambda^6 + \ldots)$$

(λ longueur d'onde en Å)

Le développement en polynôme de la formule de dispersion de Sellmeïer est reprise par LANGHOFF et al. (6) selon la méthode des approximants de Padé :

$$n - 1 = 2\ N\ (\alpha_o + \alpha_1\omega^2 + \alpha_2\omega^4 + \alpha_3\omega^6 + \ldots)$$

où N représente la densité molaire, $\omega = 455{,}5/\lambda$ pour λ en Å.

D'autres formules, en particulier celle de BELL et al. (22) et celle plus récente de HAGEN et al. (23) sont en bon accord avec les résultats expérimentaux. Les résultats ne correspondant pas aux longueurs d'onde du tableau VI sont portées uniquement dans la figure 3.

Tableau VI $(n - 1)\ 10^6$

λ (Å)	présent travail	réf.17 extr.	réf.18 extr.	réf.16 extr.	réf.6 calc.	réf.21 calc.	réf.19 calc.
2537	35,49	35,92	35,96*	35,89	35,93	34,26	38,41
2288	36,01	36,23	36,28	36,10	36,24	34,54	38,74
2139	36,35	36,48	36,52	36,43	36,49	34,76	39,00
1942	36,90	36,90	36,95	36,85	36,92	35,15	39,45
1849	37,18	37,16	37,20	37,09	37,18	37,37	39,72
1820	37,20	37,24	37,29	37,18	37,27	35,45	38,81

* Valeur mesurée.

3.4 - Le néon.

3.4.1 - Dans le cas du néon, il n'existe pas de travail expérimental antérieur dans cette région spectrale et les travaux théoriques sur l'indice de réfraction de cet atome dont la configuration est déjà beaucoup plus complexe que celle de l'hélium, sont rares.

3.4.2 - Résultats.

Le néon utilisé, fourni par la Société l'AIR LIQUIDE, contient moins de 7 parties en volume de O_2 et 6 de H_2O ainsi que des traces d'hélium, trop faibles pour influencer les mesures.

Dans le tableau VII, nos valeurs expérimentales sont comparées avec la formule théorique

$$n - 1 = 120{,}55.10^{-6}\left(\frac{1{,}2}{180{,}803 - \lambda^{-2}} + \frac{12{,}1}{184{,}661 - \lambda^{-2}} + \frac{177{,}308}{376{,}840 - \lambda^{-2}}\right)$$

où λ est exprimée en microns. Les valeurs des forces d'oscillateurs $f_1 = 0{,}012$ et $f_2 = 0{,}121$ correspondant aux transitions entre le niveau fondamental et les niveaux $^1P_1$ et $^3P_1$ respectivement, sont tirées des mesures de GOLD et KNOX (24).

L'accord est satisfait à 0,3 %.

Tableau VII

λ (Å)	mes.	calc.	mes.-calc.
2537	68,72	68,66	+ 0,06
2288	69,41	69,45	- 0,04
2139	70,17	70,08	+ 0,09
1942	70,95	71,17	- 0,22
1849	71,90	71,83	+ 0,07
1807	72,21	72,16	+ 0,05

3.4.3 - CUTHBERTSON (17), DALGARNO (16) et LANGHOFF (6) proposent des formules de dispersion du même type que pour l'hélium. Elles sont établies toutes trois à partir du travail de CUTHBERTSON et donnent des résultats peu différents (figure 4). KAVEESHWAR et al. (21) proposent une méthode de calcul

par couplage complet Hartree-Fock. Ces auteurs donnent des courbes représentatives de leurs résultats et de ceux de CUTHBERTSON qui marquent une divergence qui s'accentue vers l'ultraviolet. Cette divergence s'accroît encore dans le domaine de nos mesures où les valeurs théoriques sont inférieures d'environ 10 % aux valeurs expérimentales (tableau VIII et courbe 4).

Tableau VIII $(n - 1)\ 10^6$

λ (Å)	présent travail	réf.17 extr.	réf.16 extr.	réf.6 calc.	réf.21 calc.
2537	68,72	69,12	69,21	69,22	61,35
2288	69,41	69,71	69,81	69,83	61,77
2139	70,17	70,18	70,30	70,32	62,10
1942	70,95	70,99	71,13	71,18	62,66
1849	71,90	71,47	71,64	71,70	63,00
1807	72,21	71,71	71,90	71,96	63,18

3.5 - Le krypton.

3.5.1 -Les premières mesures de l'indice de réfraction du krypton dans l'ultraviolet ont été effectuées par KRONJÄGER (25) jusqu'à la longueur d'onde 2026 Å et par KOCH (26) jusqu'à 2300 Å à l'aide d'un interféromètre de Jamin. Plus récemment, CHASHCHINA et SCHREIDER (27) ont prolongé ces mesures de 2300 Å à 1330 Å par la méthode de déplacement des raies spectrales. Ces derniers ont procédé à un étalonnage de leur appareil à partir des données de KOCH jusqu'à 2300 Å extrapolées dans la région 1700-2300 Å. Citons également le travail de GILL et HEDDLE (10) qui donnent une évaluation des indices du krypton et du xénon à 1216 Å par l'étude de la lumière diffusée.

3.5.2 - Le krypton utilisé était du krypton 85 fourni par la Société l'AIR LIQUIDE, contenant moins de 2 parties par million en volume de O_2, 6 de N_2 et 7 de H_2O. Les traces de xénon (moins de 250 ppm), bien que plus importantes sont trop faibles pour influencer les mesures d'indice à la précision des mesures.

Le krypton possède une réfractivité importante, ce qui assure le défilement d'un grand nombre de franges et, par conséquent, une bonne précision pour les mesures bien que la précision sur l'excédent fractionnaire, plus petit, soit de ce fait diminuée. L'écart-type pris sur une vingtaine de mesures est d'environ 3.10^{-6} pour la longueur d'onde 1807 Å et $1,5.10^{-6}$ pour 2537 Å.

Tableau IX $(n - 1)\ 10^6$

λ (Å)	mes.	calc.	mes.-calc.
2537	492,7	491,2	+ 1,5
2288	505,8	507,2	- 1,4
2139	519,5	520,6	- 1,1
1942	546,6	545,6	+ 1
1849	562,4	561,9	0,5
1807	570,7	570,7	0,0

Dans le tableau IX, nous comparons nos valeurs expérimentales aux valeurs calculées par la formule :

$$n - 1 = 1{,}2055.10^{-4} \left(\frac{18{,}7}{65{,}474 - \lambda^{-2}} + \frac{19{,}3}{73{,}645 - \lambda^{-2}} + \frac{500{,}0255}{163{,}9919 - \lambda^{-2}} \right)$$

où λ est exprimé en microns.

Dans cette formule, analogue à celle CHASHCHINA et de SCHREIDER, nous avons substitué aux valeurs des forces d'oscillateur des raies de résonance, soit 0,172 et 0,189 fournies par ANDERSON (28), les valeurs plus récentes de GRIFFIN et HUTCHERSON (29) à savoir respectivement 0,187 et 0,193 pour les raies λ_1 = 1236 Å et λ_2 = 1165 Å.

Les valeurs de n - 1 ainsi calculées ne diffèrent que de 0,3 % au plus de nos valeurs expérimentales.

3.5.3 - Le tableau X compare, pour le krypton, les valeurs obtenues à partir de nos mesures avec les valeurs expérimentales ou calculées d'autres auteurs. Les valeurs expérimentales sont les valeurs de KOCH, KRONJÄGER et CHASHCHINA et SCHREIDER. Ce tableau donne également les valeurs obtenues par extrapolation à partir de la formule de dispersion proposée par KOCH dans l'ultraviolet et les valeurs calculées par KINGSTON (11) et LANGHOFF et KARPLUS (6). KINGSTON a établi une formule de dispersion dans laquelle il a pris pour valeurs des forces d'oscillateur des raies de résonance, les valeurs expérimentales suggérées par l'analyse des indices de réfraction de KOCH et par des mesures de constante de Verdet et de réfractivité dans le visible. Les calculs de LANGHOFF et KARPLUS, qui utilisent la méthode des approximants de Padé, ont également pour point de départ les travaux de KOCH et KRONJÄGER.

La figure 5 représente la variation de $(n - 1)\ 10^6$ en fonction de la longueur d'onde. Les résultats des mesures ou des calculs précédemment cités y sont également consignés.

Nous observons, contrairement à nos travaux précédents sur l'azote, l'argon, l'hélium, le néon et le xénon, une nette divergence entre nos résultats et ceux des autres auteurs. La méthode et l'appareillage que nous avons utilisés étant les mêmes pour tous les gaz, une erreur systématique de notre part semble peu probable et la divergence a sans doute son origine dans la pureté du gaz. KOCH, dans le visible, obtient déjà des valeurs supérieures à celles des auteurs antérieurs et l'explique par la plus grande pureté du krypton employé. Toutes les mesures de KOCH, sur lesquelles sont basées tous les travaux ultérieurs, ont été faites avec 250 cm^3 de krypton à la pression atmosphérique, fournis par l'AIR LIQUIDE quelques années avant ses expériences et les variations de pression du gaz ont été assurées par pompage.

Tableau X $(n - 1)\ 10^6$

λ (Å)	présent travail	réf.25	réf.26	réf.27	réf.11 calc.	réf.6 calc.
2500	493,2	473,4 *	474,9 *	467,7	-	472,7
2400	499,3	479,1 *	480,6 *	483,1	-	478,1
2300	506,4	485,8 *	487,3	490,3 *	-	484,3
2200	514,8	493,9 *	495,3	499,0 *	495,4	492,4
2100	524,9	503,6 *	505,1	509,6 *	505,1	501,6
2000	537,2	515,7	517,1	522,4 *	517,0	512,8
1900	552,6	531,0	532,2	538,5 *	532,0	526,7
1800	572,3	551,0	551,9	559,1 *	551,4	547,2

* Valeurs expérimentales.

Il est probable que la Société l'AIR LIQUIDE a amélioré ses méthodes de purification des gaz rares au cours des dernières années et que nous disposions au départ d'un gaz de qualité supérieure. De plus, dans chaque expérience, nous avons utilisé un gaz n'ayant subi aucune manipulation. Une contamination du gaz expliquerait d'ailleurs difficilement une augmentation de la réfractivité puisque celle-ci est déjà particulièrement élevée pour le krypton. Il pourrait s'agir de xénon, mais il en aurait fallu une quantité beaucoup plus importante que la limite donnée par l'AIR LIQUIDE.

Pour tester ces résultats, nous avons fait faire une analyse au spectrographe de masse du krypton restant après nos mesures. Cette analyse n'a révélé aucune anomalie et a confirmé les teneurs annoncées par la Société l'AIR LIQUIDE, la teneur en xénon a été donnée de 5 volumes par million.

3.6 - Le xénon.

3.6.1 - Les premières mesures de l'indice de réfraction du xénon dans l'ultraviolet ont été, là encore, effectuées par KRONJÄGER jusqu'à 2144 Å et par KOCH jusqu'à 2300 Å par interférométrie de Jamin. On retrouve, comme dans le cas du krypton, les mesures spectrographiques de CHASHCHINA et SHREIDER qui prolongent celles de KOCH de 2300 à 1350 Å et les évaluations de GILL et HEDDLE de 1216 Å.

3.6.2 - Résultats.

Le xénon, fourni par la Société l'AIR LIQUIDE, contenait moins de 1 à 4 parties de O_2, 10 de N_2 et 5 de H_2O. Là aussi, les traces de krypton (moins de 200 ppm) étaient trop faibles pour influencer les mesures d'indice à la précision de nos mesures.

La réfractivité également très importante assure le défilement d'un grand nombre de franges et une bonne précision sur les résultats. L'écart-type d'une vingtaine de mesures varie de 2 à 6.10^{-6} suivant les différentes longueurs d'onde.

Tableau XI $(n - 1)\ 10^6$

λ (Å)	mes.	calc.	mes.-calc.
2537	812,7	813,7	- 0,5
2288	858,4	856,7	+ 1,7
2139	894,1	895,1	- 1
1942	971,3	972,9	- 1,6
1849	1030,2	1029,4	0,8
1807	1063,0	1062,5	0,5

Dans le tableau XI, les valeurs expérimentales sont comparées aux valeurs calculées par la formule :

$$n - 1 = 1{,}2055.10^{-4}\left(\frac{25{,}6}{46{,}301 - \lambda^{-2}} + \frac{23{,}8}{59{,}578 - \lambda^{-2}} + \frac{522{,}3468}{112{,}74023 - \lambda^{-2}} \right)$$

(où λ est exprimé en microns).

Cette formule contient, comme celle de CHASHCHINA et SHREIDER, les forces d'oscillateurs 0,236 et 0,238 fournies par ANDERSON (28) pour les raies de résonance λ_1 = 1496 Å et λ_2 = 1295 Å.

La déviation entre les valeurs expérimentales et calculées ne dépasse pas 0,2 %.

Tableau XII $(n - 1)\ 10^6$

λ (Å)	présent travail	réf. 25	réf.26	réf.27	réf.11 calc.	réf.6
2500	818,6	814,1 *	814,9 *	819,6	-	814,0
2400	834,8	829,5 *	830,51 *	830,5	-	829,0
2300	854,2	848,2 *	849,4 *	855,0	-	846,8
2200	877,9	871,4 *	872,5	878,7 *	872,4	868,3
2100	907,5	901,1	901,8	908,5 *	901,3	894,6
2000	945,5	940,6	939,8	947,4 *	938,5	927,2
1900	996,4	996,0	991,7	997,3 *	988,4	968,5
1800	1068,9	1080,5	1067,8	1070,0 *	1059,5	1021,7

* Valeurs expérimentales.

3.6.3 - Nos valeurs, comparées dans le tableau XII et à la figure 6 avec celles des différents auteurs, sont à la précision des mesures, en bon accord avec celles de CHASHCHINA et SHREIDER, légèrement supérieures à celles de KOCH et KRONJÄGER. Les valeurs calculées de KINGSTON sont inférieures aux valeurs expérimentales, celles de LANGHOFF et KARPLUS sont supérieures.

IV - CONCLUSION.

Cette étude préliminaire nous a permis de nous familiariser avec le spectromètre Fabry-Pérot dans ce domaine de l'ultraviolet à vide dont la technique est assez particulière. Les mesures des indices des gaz par cette méthode interférométrique nous ont donné des résultats intéressants à comparer avec les autres méthodes lorsqu'elles existaient ou avec les calculs théoriques, en particulier pour des gaz comme l'Hélium ou le Néon qui sont très peu connus dans cette région spectrale. Nous avons résumé au tableau XIII quelques propriétés de ces gaz étudiés.

Tableau XIII - Les gaz transparents dans l'ultraviolet.

	M.P. (°C)	B.P. (°C)	λ_1 (Å)	f_1	λ_2 (Å)	f_2	I.P. (Å)	$(n-1)\ 10^6$ (2200 Å)	$(n-1)\ 10^6$ (1850 Å)
Argon	-189,2	-187,7	1048,218	0,20	1066,660	0,05	768,721	312	330
Azote	-209,86	-195,8						330	350
Hélium	-272	-268,9	584,331	0,276	5370	0,0734	506,9	36	37
Krypton	-156,6	-152,9	1164,868	0,193	1235,819	0,187	885,62	515	562
Néon	-248,7	-245,9	743,70	0,012	735,89	0,121	577,4	70	72
Xénon	-112	-107,1	1295,56	0,238	1469,62	0,236	1022,14	872	1030

(M.P. : point de fusion. B.P. : point d'ébullition. λ_1, λ_2 : raies de résonance. f_1 et f_2 : forces d'oscillateur correspondantes. I.P. : potentiel d'ionisation)

FIG.5

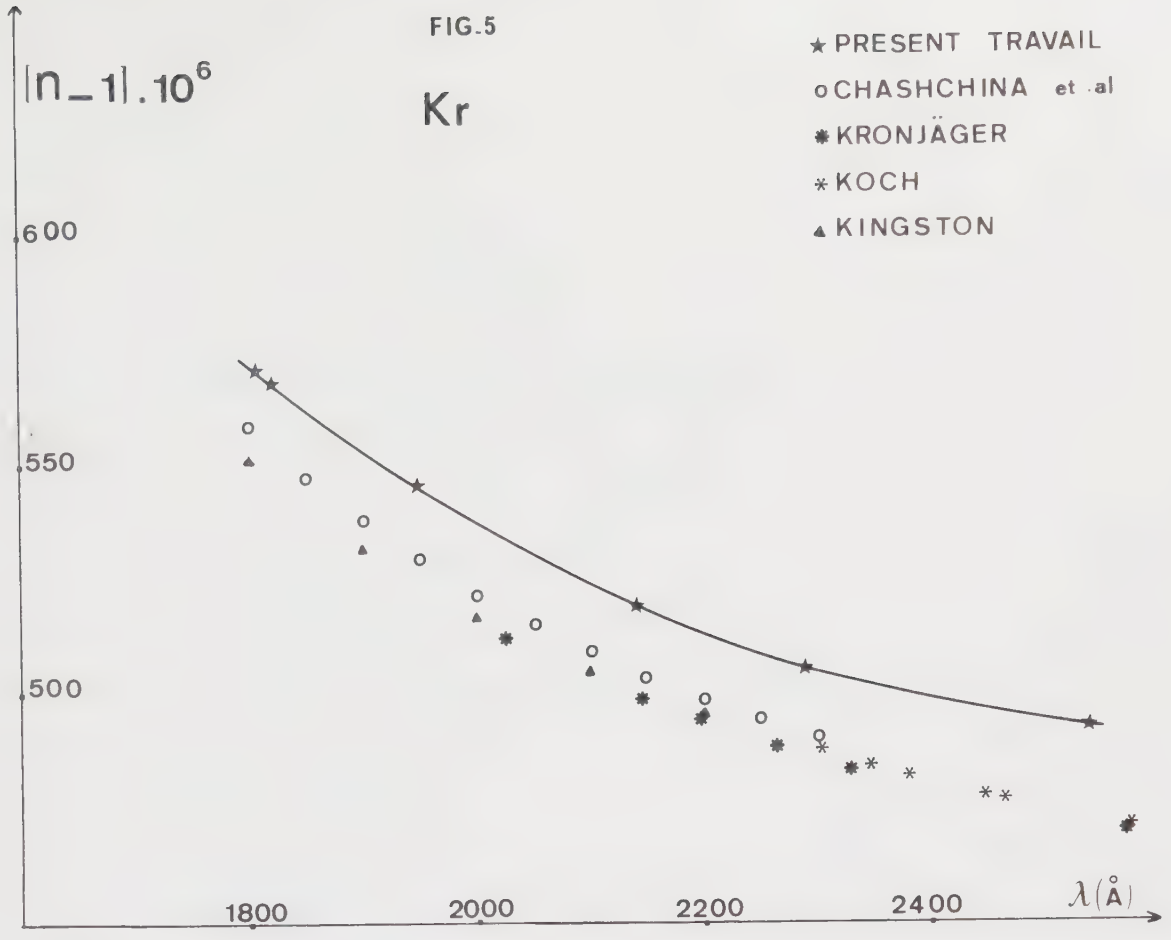
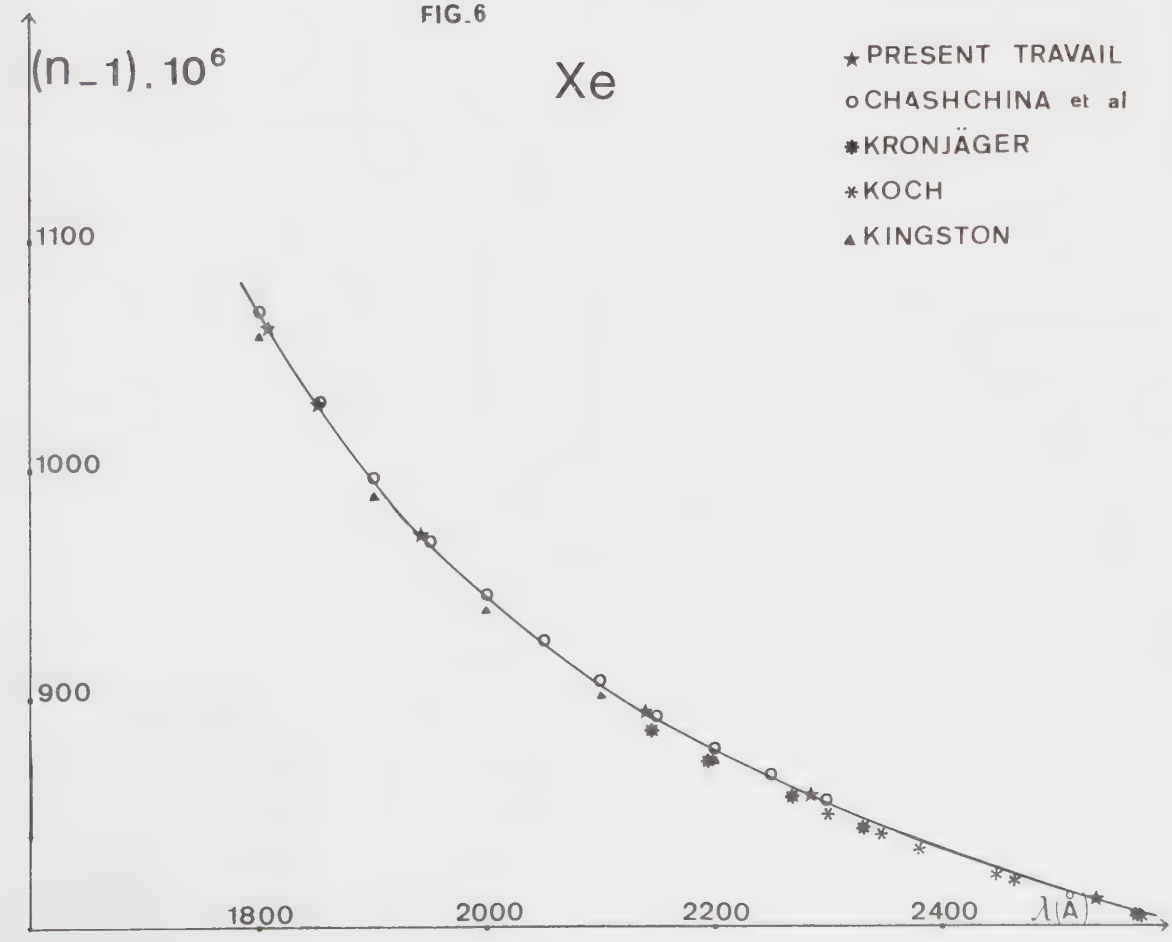

(n_1).10^6
Kr
★ PRESENT TRAVAIL
o CHASHCHINA et al
✱ KRONJÄGER
* KOCH
▲ KINGSTON
600
550
500
1800
2000
2200
2400
λ(Å)

FIG.6


(n_1).10^6
Xe
★ PRESENT TRAVAIL
o CHASHCHINA et al
✱ KRONJÄGER
* KOCH
▲ KINGSTON
1100
1000
900
1800
2000
2200
2400
λ(Å)

CHAPITRE III

1 - L'ABSORPTION DU RAYONNEMENT DE RESONANCE.

1.1 - Propriété générale des raies de résonance.
- 1.1.1 - La notion de raie d'absorption.
- 1.1.2 - La théorie du rayonnement.

1.2 - Coefficient d'absorption d'un gaz.
Processus d'élargissement des raies.
Caractères de l'absorption.

1.3 - La mesure des forces d'oscillateur, les méthodes.

II - LES JETS ATOMIQUES.

2.1 - Définition.

2.2 - Production et mesure des jets.
- 2.2.1 - Vitesses.
- 2.2.2 - Loi de distribution dans un jet.
- 2.2.3 - Intensités.
- 2.2.4 - Remarques.
- 2.2.5 - Densités.

2.3 - Les sources multicapillaires.

2.4 - Réalisation expérimentale.
- 2.4.1 - L'enceinte.
- 2.4.2 - Les multicapillaires.

2.5 - Mesure de l'intensité. La microbalance.
- 2.5.1 - Les cristaux de quartz.
- 2.5.2 - Le montage des cristaux.
- 2.5.3 - Le circuit de mesure.
- 2.5.4 - Le bruit de fond.

2.6 - Résultats expérimentaux sur les jets atomiques.
- 2.6.1 - Le cadmium.
- 2.6.2 - Le zinc.
- 2.6.3 - Le mercure.

I - L'ABSORPTION DU RAYONNEMENT DE RESONANCE.

1.1 - Propriétés générales des raies de résonance.

Nous rappellerons brièvement ici les principales propriétés des raies d'absorption en nous référant à l'ouvrage fondamental de MITCHELL et ZEMANSKY (1) dont nous reprenons les notations.

Lorsqu'un gaz est à l'état normal, non excité, tous les atomes sont à l'état fondamental. Les seules raies spectrales qu'on peut observer alors en absorption sont les raies qui admettent le niveau fondamental comme niveau inférieur. Si la seule transition possible entre le niveau excité et le niveau fondamental correspond à la transition excitatrice, on a alors une raie dite de résonance. Il est évident que dans le cas étudié ici, c'est-à-dire où l'absorbant sera un jet atomique, les atomes sont pratiquement tous à l'état fondamental, ce qui limite la méthode à l'étude des raies de résonance.

1.1.1 - La notion de raies d'absorption.

Si un faisceau de lumière parallèle issu d'une source émettant un spectre continu passe à travers une cellule d'absorption contenant un gaz monochromatique, l'intensité transmise a une distribution en fonction de la fréquence ν définie par la figure 1.

Le coefficient d'absorption k_ν est défini par

$$I_\nu = I_o \, e^{-k_\nu x} \qquad (1)$$

où x est l'épaisseur de l'absorbant. Si x est exprimé en cm, k_ν est exprimé en cm^{-1}.

La largeur $\Delta\nu$ de la raie d'absorption (figure 2) est définie selon la manière habituelle à $k_{max} / 2$. k et $\Delta\nu$ dépendent de la nature du gaz, du mouvement des atomes et de leurs interactions mutuelles ou avec des atomes étrangers.

1.1.2 - La théorie du rayonnement d'Einstein.

Sans rappeler toute la théorie, on note que la durée de vie d'un niveau 2 excité, τ, est liée à la probabilité d'excitation spontanée A_{21} vers le niveau inférieur 1 (ou fondamental dans le cas des raies de résonance) :

$$A_{21} = 1/\tau \qquad (2)$$

La théorie montre, en outre, que l'intégrale du coefficient d'absorption est proportionnelle au nombre total d'absorbants N :

$$\int k_\nu d_\nu = \frac{\lambda_o^2}{8\pi} \, \frac{g_2}{g_1} \, \frac{N}{\tau} \qquad (3)$$

où λ_o est la longueur d'onde centrale du rayonnement considéré, ν_o la fréquence correspondante, g_1 et g_2 les poids statistiques des niveaux mis en jeu.

1.1.3 - Durée de vie et force d'oscillateur.

D'après la théorie classique de la dispersion, la conduite optique de N atomes, dans un volume unité, est représentée par un ensemble de dipoles oscillateurs qui peut émettre ou absorber la lumière. Le

nombre de ces oscillateurs classiques équivalents η est tel que le rapport η/N est constant et égal à f ou f_{12} pour une transition (1 → 2) correspondant à une raie spectrale donnée. f est appelée force d'oscillateur ou valeur f de la transition (2) ; classiquement elle sera définie par la relation

$$k_\nu = \frac{Ne^2 f_{12} \Gamma}{4 \pi mc (\nu - \nu_{12}) + (\Gamma/4\pi)^2}$$

où N est le nombre d'atomes par centimètre cube capable d'absorber le rayonnement de fréquence ν, Γ est le coefficient d'amortissement naturel de ces oscillateurs. En intégrant sur toute la raie d'absorption, on obtient

$$k_{12} \int_0^\infty k_\nu d_\nu = \frac{\pi f_{12} Ne^2}{mc^2}$$

La force d'oscillateur est indépendante du coefficient d'amortissement classique Γ et cette relation reste valable quelque soient les autres causes d'élargissement qui concourrent à la formation de la raie d'absorption (cf. § 1.2).

En général, la mesure de k_{12} requiert une assez bonne résolution pour suivre la variation de k_ν avec ν. La force d'oscillateur est également reliée à la section efficace d'absorption par la relation :

$$\sigma_{12} = \frac{\pi e^2}{mc^2} f_{12}$$

Comme le coefficient d'absorption est relié au coefficient d'Einstein B_{12}, on a aussi :

$$f_{12} = \frac{8 \pi^2 m}{3 h} \nu_{12} |M|^2$$

où $|M| = |\langle \psi_2 |r| \psi_1 \rangle|$ avec des notations évidentes.

L'intérêt de la notion de la constante f dans les études spectroscopiques, outre sa proportionalité avec le coefficient d'absorption ou la section efficace, vient aussi de la propriété connue sous le nom de règle de la somme de f présentée indépendamment par KUHN (3) en 1925 et REICHTE et THOMAS (4). Cette règle, tirée tout d'abord de la théorie classique de la dispersion, puis rigoureusement démontrée par la théorie quantique, énonce que dans un spectre dû à un seul électron, la somme des f de toutes les transitions issues d'un état donné est égale à l'unité :

$$\sum^\infty f = 1$$

Les forces d'oscillateur en émission étant reliées aux forces d'oscillateurs en absorption, par la relation

$$f_{21} = - \frac{g_1}{g_2} f_{12}$$

Le signe moins indique une contribution négative à la règle de la somme et ainsi on voit que des valeurs supérieures à l'unité pour f ne sont pas exclues. La sommation comprend aussi la contribution du continu de photoionisation pour lequel les mêmes relations existent entre σ et f.

En s'appuyant sur la théorie de la dispersion, on montre aisément que pour les raies de résonance f est proportionnel à $1/\tau$:

$$f\tau = \frac{mc}{8\pi^2 e^2} \frac{g_2}{g_1} \lambda_o^2 = 1{,}51 \frac{g_2}{g_1} \lambda_o^2 \qquad (4)$$

1.2 - Coefficient d'absorption d'un gaz.

Il y a plusieurs processus qui contribuent à la formation d'une raie d'absorption, chacun pouvant être considéré comme participant à l'élargissement de la raie.

Les deux principaux sont l'amortissement naturel dû à la durée de vie finie du niveau excité et l'effet Doppler, dû au mouvement des atomes. Il y a, en outre, les effets : Lorentz, dû aux collisions avec les gaz étrangers ; Holtsmark, dû aux collisions mutuelles des atomes du gaz ; Stark, dû aux collisions avec les électrons et les ions.

- Si on considère seulement l'effet Doppler le coefficient d'absorption k_ν est donné par :

$$k_\nu = k_o \exp - \left[2 \frac{\nu - \nu_o}{\Delta\nu_D} \sqrt{Ln2} \right]^2 \qquad (5)$$

$\Delta\nu_D$ est la largeur Doppler qui dépend de la vitesse des atomes et donc de la température absolue T et de la masse moléculaire M, suivant la loi :

$$\Delta\nu_D = \frac{2\sqrt{2RLn2}}{c} \nu_o \sqrt{\frac{T}{M}} \qquad (6)$$

où R est la constante des gaz parfaits, Ln2 est le logarithme népérien de 2.

On peut alors intégrer l'équation (5) :

$$\int_0^\infty k_\nu d_\nu = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{Ln2}} \; k_o \, \Delta\nu_D \qquad (6)$$

En tenant compte de (3) et de (4) :

$$\int_0^\infty k_\nu d_\nu = \frac{\lambda_o^2}{8\pi} \frac{g_2}{g_1} \frac{N}{\tau} = \frac{\pi e^2}{mc} Nf \qquad (7)$$

En conséquence :

$$k_o = \frac{2}{\Delta\nu_D} \sqrt{\frac{Ln2}{\pi}} \; \frac{\lambda_o^2}{8\pi} \frac{g_2}{g_1} \frac{N}{\tau}$$

ou

$$k_o = \frac{2}{\Delta\nu_D} \sqrt{\frac{Ln2}{\pi}} \; \frac{\pi e^2}{mc} Nf \qquad (8)$$

- D'un autre côté, si l'on considère uniquement l'amortissement naturel k_ν est porportionnel à

$$\frac{1}{1 + \left[\frac{2(\nu - \nu_o)}{\Delta\nu_N} \right]^2} \qquad (9)$$

où $\Delta\nu_N = \frac{1}{2\pi\tau}$ selon la théorie de Dirac. $\Delta\nu_N$ est la "largeur naturelle". On note parfois $\Gamma = 1/\tau$.

En fait, les deux processus étant indépendants, k_ν est un produit de convolution des deux formes citées et on a :

$$k_\nu = C \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp\left[-\left(\frac{2\delta}{\Delta\nu_D}\sqrt{\mathrm{Ln}2}\right)\right]^2}{1+\left[\frac{2}{\Delta\nu_N}(\nu - \nu_o - \delta)\right]^2}\, d\delta \qquad (10)$$

où C est déterminé par la condition (3) :

$$C = \frac{2k_o}{\pi.\Delta\nu_N} \qquad (11)$$

On prend, en général, les notations suivantes :

$$\omega = \frac{2(\nu - \nu_o)\sqrt{\mathrm{Ln}2}}{\Delta\nu_D}$$

$$a = \frac{\Delta\nu_N}{\Delta\nu_D}\sqrt{\mathrm{Ln}2} \qquad y = \frac{2\delta}{\Delta\nu_D}\sqrt{\mathrm{Ln}2}$$

On a alors :

$$k_\nu = k_o \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-y^2}}{a^2 + (\omega - y)^2}\, dy$$

a est appelé le rapport d'amortissement naturel (natural damping ratio). C'est une constante pour une raie d'absorption, qui dépend essentiellement de la température. k_ν est donc une fonction de ω. Dans la plupart des raies de résonance, a est faible, de l'ordre de 0,01.

Dans le cas où a est faible, le profil de k_ν est pratiquement gaussien, c'est-à-dire que loin du centre de la raie, l'absorption devient rapidement négligeable (Fig. 3).

En outre, on peut dire que si l'absorption est faible ($k_o.l$ petit pour un absorbant d'épaisseur l) la forme de la courbe d'absorption est déterminée par l'effet Doppler et le centre de la raie joue le rôle essentiel. Dans le cas où l'absorption est forte, la forme de la courbe d'absorption est déterminée par l'amortissement naturel dont l'influence se fait sentir loin du centre de la raie (Fig. 3).

1.3 - La mesure des forces d'oscillateur.

Dans une "mise au point sur les méthodes de mesure des forces d'oscillateur", VAN REGEMORTER (5) faisait remarquer qu'il y a des divergences considérables entre les f mesurées et les f calculées à partir des tables de BATES et DAMGAARD (6) ou par d'autres moyens. En outre, si peu d'entre elles sont connues (quelques centaines sur plus de 300.000 raies répertoriées), elles sont souvent mal connues puisque certaines déterminations diffèrent d'un facteur 3. On retrouve dans cet exposé de VAN REGEMORTER la plupart des méthodes décrites dans l'ouvrage de MITCHEL et ZEMANSKY et les méthodes plus récentes du "tube de choc". Depuis, l'extension de la méthode de "beam foil excitation" s'est également développée pour l'étude des états d'excitation élevée. Chaque méthode a ses avantages et ses limites[1]. L'absorption dans un jet atomique est particulièrement bien adaptée aux métaux lourds parmi lesquels certains ont un intérêt pour l'astrophysique. L'inconvénient de cette méthode est de ne pouvoir s'appliquer qu'aux transitions dont le niveau inférieur est le fondamental ou très proche de celui-ci. Elle a été mise en oeuvre par WESSEL(8),KOFPERMANN(9) et leurs successeurs qui utilisaient un Fabry-Pérot comme instrument dispersif et une raie de résonance comme source lumineuse (absorption de raie ou "Linienabsorption" de LADENBURG et REICHTE(10), tandis que BELL (11) et ses collaborateurs utilisaient simplement une source à spectre

1) Voir aussi FOSTER (7).

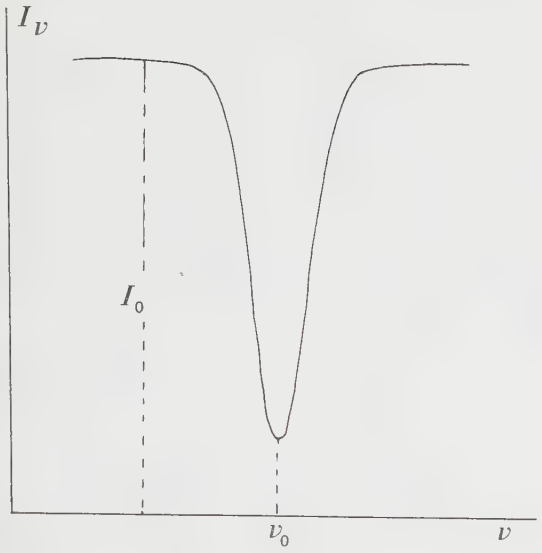


FIG.1

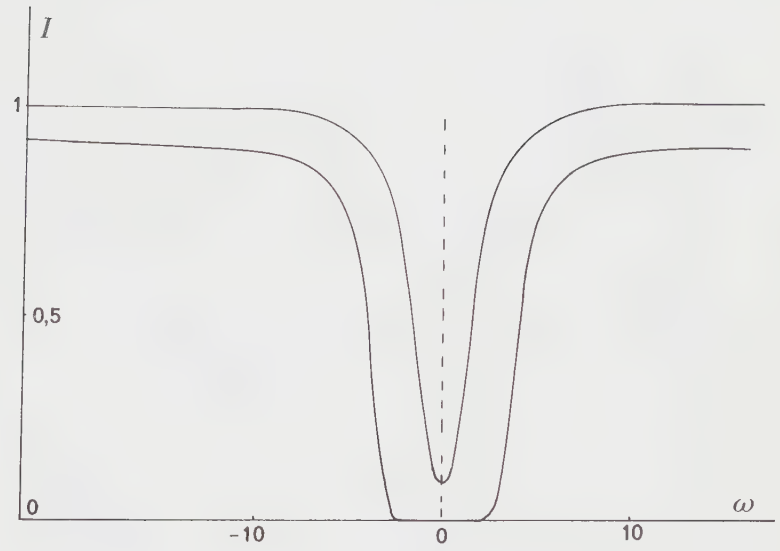


FIG.3

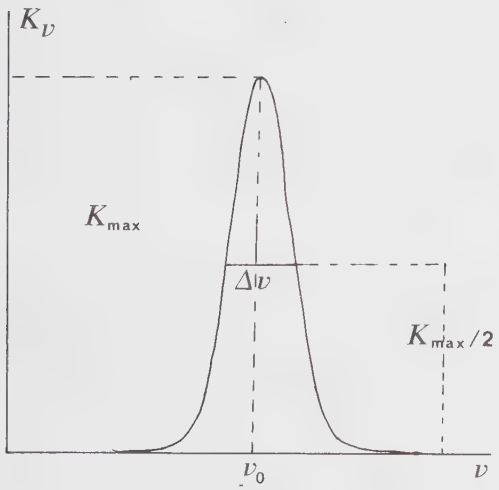


FIG.2

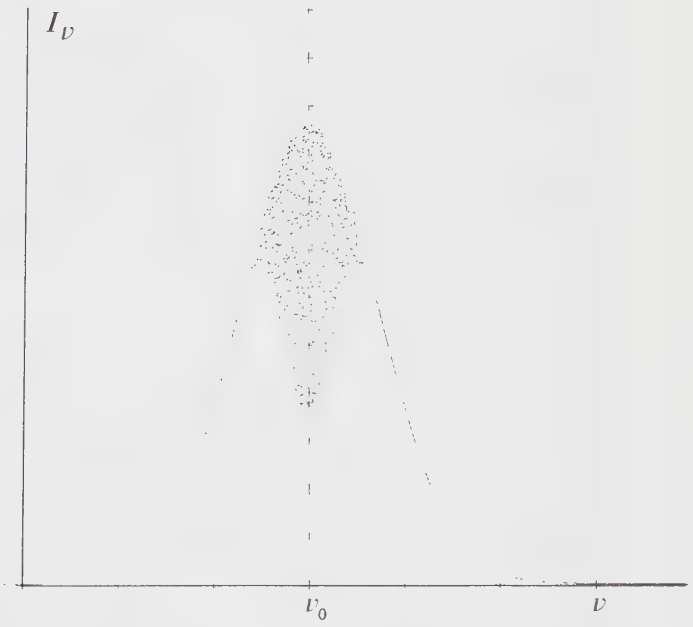


FIG.4

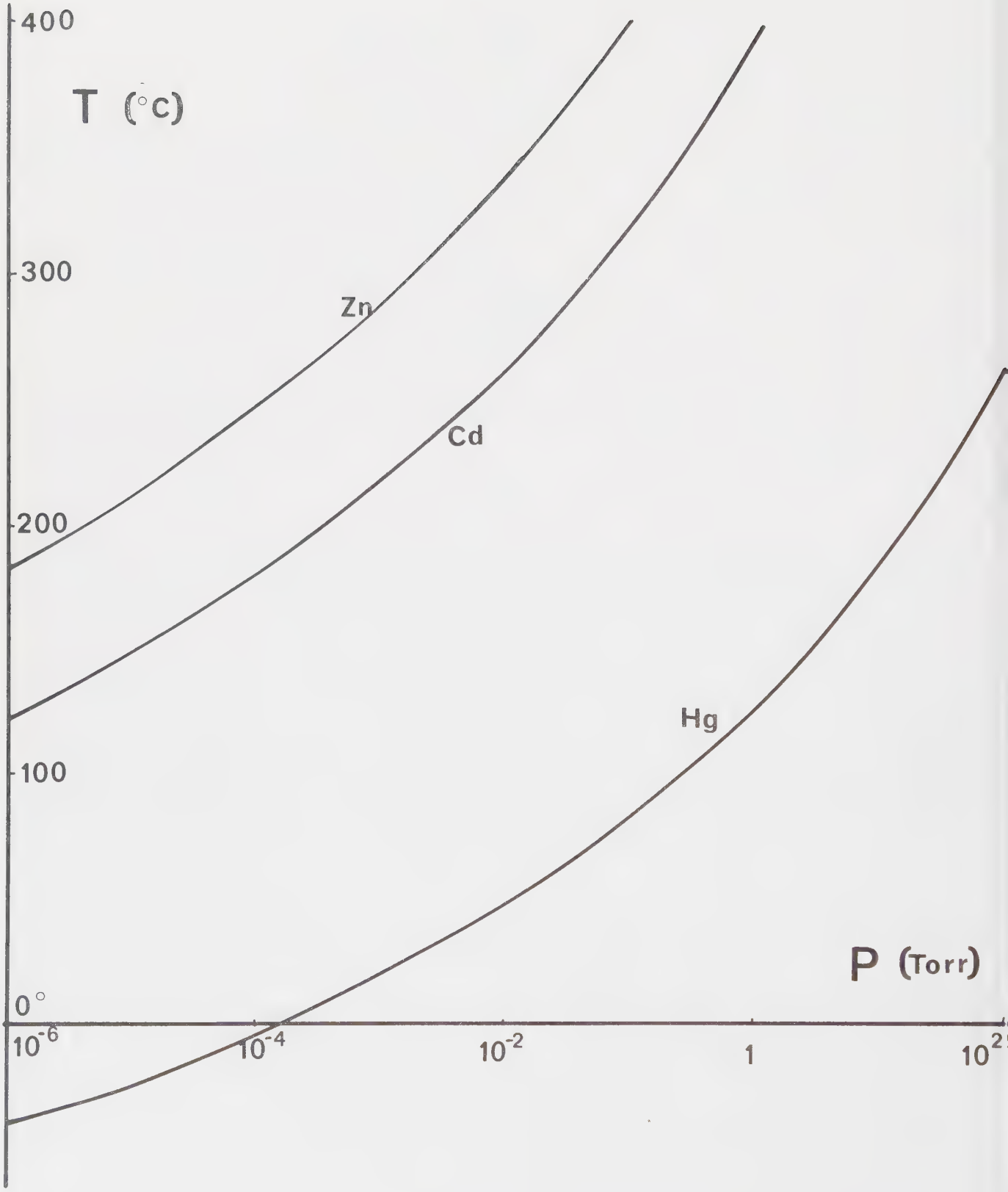


FIG. 5 . Tension de vapeur du zinc , du cadmium et du mercure .

continu (absorption totale ou "gesamtabsorption") à l'entrée d'un spectrographe.

La méthode peut être résumée de la façon suivante : une raie de résonance, sélectionnée par un monochromateur, traverse la vapeur d'un jet atomique. Le rayonnement transmis est analysé par un interféromètre Fabry-Pérot. On enregistre la courbe de répartition de l'intensité lumineuse en l'absence de jet, $I_o(\nu)$, puis avec l'absorption du jet atomique $I(\nu)$. Lorsqu'on superpose les deux enregistrements (figure 4), le rôle de l'absorption est immédiatement mis en évidence. Grâce à la mesure du dépôt du jet durant l'expérience sur le détecteur, ici une microbalance de quartz (cf. § 2.5), on peut connaître le nombre d'atomes absorbants. La méthode de calcul de f en absorption totale indiquée par LADENBURG et REICHE a été adaptée aux jets atomiques par la suite.

Nous allons, avant de décrire l'appareillage, rappeler les caractéristiques particulières des jets atomiques.

II - LES JETS ATOMIQUES.

2.1 - Introduction.

Un jet moléculaire ou atomique est un faisceau de molécules ou d'atomes, issus d'une petite source, se déplaçant sous une enceinte où règne un vide poussé de telle sorte que l'influence des chocs entre ces molécules ou ces atomes soit négligeable. Pour la commodité du langage, on parlera soit de jet moléculaire, soit de jet atomique bien que nous ayons travaillé uniquement sur des vapeurs monoatomiques. Le jet sera défini géométriquement par des fentes de collimation, les autres paramètres étant l'intensité, c'est-à-dire, le nombre d'atomes issus de la source par unité de temps et la vitesse de ces atomes. Notons cette remarque intéressante due à ZORN (12) : il est peut-être surprenant de remarquer que dans un jet moléculaire typique les molécules ne se déplacent pas dans un espace vide car, par suite de la pression résiduelle de l'enceinte, même à 10^{-7} torr, les molécules de gaz résiduels peuvent être 100 fois plus nombreuses que les molécules du jet. Cependant, à ces pressions, le libre parcours moyen des molécules est suffisamment grand pour qu'il n'y ait pas de collisions. Un jet moléculaire ne devient un jet de vapeur que lorsque le libre parcours moyen devient nettement inférieur au diamètre du jet et qu'il se produit des collisions dans celui-ci.

Rappelons que la première expérience de jets atomiques est due à DUNOYER (13). Les techniques ont ensuite été développées grâce surtout aux travaux de STERN (14) et de ses coéquipiers au Laboratoire de Gottingen avant la guerre. Enfin, dans ces dernières années, elles ont connu un nouveau développement, notamment par l'emploi des systèmes effuseurs pour la production de jets de haute énergie (cf. en particulier DEVIENNE (15)) et des multicapillaires pour les jets de gaz.

2.2 - Production et mesure des jets.

Un montage de jet comprend essentiellement trois parties : la source, la chambre d'expérience, le détecteur.

La source est un récipient contenant le produit dont les atomes ou molécules doivent constituer le jet. Le récipient ou four est maintenu à une température telle que la tension de vapeur du produit ait une valeur convenable.

La figure 5 montre les tensions de vapeur du zinc, du cadmium et du mercure.

Les molécules s'échappent du four par le trou, la fente ou tout autre système qui constitue la source proprement dite du point de vue géométrique et diffusent dans la chambre d'expérience dont la pression déterminera le libre parcours moyen des molécules.

Les détecteurs, enfin, ont fait l'objet de nombreuses études et ce problème a reçu des solutions variées suivant la nature des jets à mesurer. Des bibliographies assez complètes ont paru sur ces sujets (12).

Rappelons rapidement les propriétés du jet.

2.2.1 - Définition des vitesses (Maxwell)

Selon la théorie cinétique des gaz, la proportion de molécules dont la grandeur de la vitesse est comprise entre v et v + dv est donnée par

$$\frac{dN_v}{N} = F(v)\,dv \qquad \text{avec} \qquad F(v) = 4\pi\left[\frac{m}{2\pi kT}\right]^{3/2} v^2 e^{-\frac{1}{2}\frac{mv^2}{kT}}$$

où N est le nombre total d'atomes, m la masse de la molécule, T la température absolue, k la constante de Boltzmann.

La vitesse qui rend F(v) maximum ou vitesse la plus probable est

$$v_m = \sqrt{\frac{2kT}{m}}$$

La vitesse quadratique moyenne est

$$v^* = \sqrt{\frac{3kT}{m}} \quad \text{car} \quad v^{*2} = \frac{1}{N}\Sigma v^2 \quad \text{et} \quad \frac{1}{2}mv^{*2} = \frac{3}{2}kT.$$

La vitesse moyenne $\bar{v}$ sera définie par la relation

$$\bar{v} = \frac{\int_0^\infty v\,dN_v}{\int_0^\infty dN_v} = \int_0^\infty v\,F(v)\,dv$$

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{m}} = \sqrt{2{,}54\,\frac{kT}{m}}$$

$\bar{v}$ est intermédiaire entre v_m et v^*.

La proportion de molécules dont la composante de vitesse suivant Ox est comprise entre v_x et $v_x + dv_x$ sera, compte-tenu de l'indépendance et de l'isotropie des répartitions :

$$\frac{dN_x}{N} = f(v_x)\,dv_x$$

avec

$$f(v_x) = \left[\frac{m}{2\pi kT}\right]^{1/2} e^{-\frac{1}{2}\frac{mv_x^2}{kT}}$$

2.2.2 - Loi de distribution dans un jet.

D'après MAXWELL, les molécules de l'intervalle de vitesse dv dont les vecteurs vitesse sont compris à l'intérieur d'un angle solide ω sont au nombre de

$$dN_{v,\omega} = N\,F(v,\omega)\,dv \qquad \text{avec} \qquad F(v,\omega) = \omega\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} v^2 e^{-\frac{1}{2}\frac{mv^2}{kT}}$$

Soit n le nombre total de molécules par cm^3.

Le nombre de molécules ayant des vitesses voisines de v et passant par le trou source par unité de temps sera égal au nombre de molécules de l'intervalle de vitesse considéré se trouvant dans un cylindre de base s égale à la surface du trou et de hauteur v,soit :

$$dn_{v,\omega} = \frac{s\ n\ v}{N}\ dN_{v,\omega} = s\ n\ v\ \ F(v,\omega)\ dv$$

$$dn_{v,\omega} = s\ n\ \omega\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} v^3\ e^{-\frac{1}{2}\frac{mv^2}{kT}}$$

La distribution des vitesses dans les gaz est représentée par une loi en $v^2e^{-\beta^2v^2}$. La distribution des vitesses dans un jet dirigé issu de ce gaz est représentée par une loi en $v^3e^{-\beta^2v^2}$ ($\beta = \sqrt{m(2kT)}$).

2.2.3 - Intensité du jet.

Si le jet est limité par un deuxième diaphragme, trou qui est vu du centre du trou source sous un angle solide ω, le débit du jet par seconde sera

$$n' = s\ n\ \omega\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} \int_0^\infty v^3 e^{-\frac{1}{2}\frac{mv^2}{kT}}\ dv$$

or

$$\int_0^\infty x^3 e^{-ax^2}\ dx = \frac{1}{2a^2}$$

d'où

$$n' = n\ s\ \frac{\omega}{\pi}\left(\frac{kT}{2\pi m}\right)^{1/2}$$

En introduisant la pression P = nkT dans le "four", on a :

$$n' = s\ P\ \frac{\omega}{\pi}\ \ \frac{1}{(2\pi mkT)^{1/2}}$$

Pour une cible de 1 cm^2 à une distance l de la source, l'intensité I, représentant le nombre de molécules frappant la cible en une seconde, sera

$$I = \frac{sP}{\pi l^2}\ \ \frac{N}{\sqrt{2\pi}\sqrt{R}\ \ \sqrt{MT}}\ \cos\theta \quad \text{où} \quad \omega = \frac{1}{l^2}\cos\theta$$

M est la masse molaire.

$$I = 1{,}11.10^{22}.\frac{s}{l^2}\ \frac{P}{\sqrt{MT}}\ \cos\theta \text{ molécules / } cm^2\text{.sec.}$$

en exprimant P en torr.

Si on introduit la vitesse moyenne : $\bar{v} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}}$

$$I = \frac{ns}{4}\ \ \frac{1}{\pi l^2}\ \bar{v}\ \cos\theta$$

$$I = \frac{n\bar{v}}{4}\ .s.\ \frac{1}{\pi l^2}\ \cos\theta$$

2.2.4 - Remargues.

a) vitesse de pompage.

Le terme $\frac{n\bar{v}}{4}.s$ représente l'effusion ou l'écoulement du gaz dans la chambre.

n est exprimé en atomes/cm^3, $\bar{v}$ en cm/s et s en cm^2.

Posons

$$N = \frac{n\bar{v}.s}{4} \text{ en at/s}$$

On sait que PV = n'kT.

V représente le volume à pomper d'une enceinte où règne une pression P.

Si on appelle $Q = \frac{V}{t}$ la vitesse de pompage nécessaire pour évacuer N molécules du volume V, on aura pour l'intensité normale (cos θ = 1)

$$I_o = \frac{P_c Q}{kT} \frac{1}{\pi l^2}$$

P_c : pression dans la chambre

(On sait que 1 torr = $1{,}333.10^{-3}$ bar ou $1{,}333.10^{-3}$ dynes/cm^2) (k = $1{,}38.10^{-16}$ erg/°C)

D'où

$$I_o = 0{,}9656.10^{19} \frac{P_c Q}{T} \frac{1}{\pi l^2}$$

Q en cm^3/s ; P_c en torr

ou

$$I_o = 0{,}9656.10^{22} \frac{P_c Q}{T} \frac{1}{\pi l^2}$$

Q en litres/s ; P_c en torr

Par exemple, si on veut un jet de mercure d'intensité $I_o = 5.10^{13}$ at/cm^2.s avec un trou source,, o n voit que la vitesse de pompage nécessaire pour maintenir dans la chambre une pression de 10^{-5} torr sera (T ∿300° ; l ∿ 10 cm)

$$5.10^{13} = \frac{9{,}656.10^{21}.10^{-5} Q}{3.10^3.\pi.10^2} = 10^{12} Q$$

$$Q = \frac{5.10^{13}}{10^{12}} = 500 \text{ l/s}$$

b) libre parcours moyen.

Il est d'usage d'admettre que l'intensité maximum est obtenue si Λ = d, où Λ est le libre parcours moyen, d le diamètre de la source selon la théorie des collisions

$$\Lambda = \frac{1}{n\sigma\sqrt{2}} = \frac{1}{n\sqrt{2}\pi\delta^2}$$

où σ est la section efficade de collision et δ le diamètre de la section efficace

d'où $$I_o = \frac{n\bar{v}}{4} \cdot \frac{\pi d^2}{4} \cdot \frac{1}{\pi l^2} = \frac{n\bar{v}}{4} \cdot \frac{\pi d}{4} \frac{1}{n\sqrt{2}\pi\delta^2} \cdot \frac{1}{\pi l^2} = \frac{\bar{v} d}{16.\sqrt{2}.\pi\delta^2.l^2}$$

c) Consommation du four.

Pour un trou source, il émettra dans le demi-espace

$$\int I \, d\omega = \int I.2\pi l^2 \sin\theta \cos\theta \, d\theta = \frac{n\bar{v}s}{4}$$

Soit un jet de 5.10^{15} at/s (mesuré à 10 cm)

La consommation du four sera :

$$C_o = I.2\pi l^2 = 5.10^{15}.2\pi.10^2$$

$$C_o \simeq 3.10^{18} \text{ at/s}$$

Or un atome de mercure pèse $0,9.10^{-27}$ x 1836 x 200 g ou $3,34.10^{-22}$ g

donc $C_o = \pi.10^{18}.3,34.10^{-22} \simeq 10.10^{-4}$ g/s $\simeq$ 1 mg/s

Il faut que le jet soit stable et donc dure plus que le temps d'une expérience, d'où les impératifs de construction du four.

Dans notre cas, nous avons un four de 4 cm^3 de contenance, soit 42,7 g de mercure par exemple. La durée d'évaporation pourrait donc être de l'ordre de 10 heures, ce qui est tout à fait suffisant pour réaliser plusieurs expériences sans recharger le four.

En fait, l'expérience montre que les multicapillaires consomment moins.

2.2.5 - Densité dans le jet.

On définira la densité du jet comme le nombre d'atomes occupant à un instant donné l'unité de volume. On a donc :

$$n = I/v$$

v étant la vitesse des atomes, n sera exprimé en atomes par cm^3 (ou par m^3).

Par exemple, un jet d'intensité de 10^{15} at/cm^2/s, dont la vitesse est de 2.10^4 cm/s, a pour densité

$$n = 5.10^{10} \text{ at/cm}^3$$

2.3 - Les sources multicapillaires.

En général, la source du jet atomique est constituée par un orifice percé dans une paroi mince du four, cette solution étant facile à mettre en oeuvre et convenant à la plupart des molécules ou des atomes. Cet orifice peut être circulaire ou avoir la forme d'une longue fente. Dans ce dernier cas, on gagne en intensité et l'on perd en résolution angulaire. Il est habituel d'opérer dans les conditions, dites de KNUDSEN (16),telles que le libre parcours moyen Λ soit supérieure au diamètre d du trou. La formule du § 2.2.3 correspond à ces conditions. Par suite de la possibilité de trajectoires transversales, une fente n'offre qu'un gain de 25 % sur un alignement équivalent de trous qui auraient pour diamètre la largeur de la fente. Une amélioration certaine serait d'utiliser des fentes parallèles, séparées d'une distance équivalente à leur largeur mais cette solution pose des difficultés d'usinage très considérables bien qu'elle ait été mise en oeuvre (17).

Notons qu'un gain en intensité du jet s'accompagne d'un accroissement de la vitesse de pompage qui risque de devenir rapidement prohibitive.

Lorsqu'on utilise un long tube cylindrique, c'est-à-dire dont la longueur l est largement supérieure au rayon a (l >> a), l'effusion devient :

$$Q' = \frac{1}{K} Q$$

En posant

$$Q = \frac{n\bar{v}s}{4} \qquad (\S\ 2.2.4)$$

où $$K = \frac{3}{8} \frac{l}{a}$$

K nombre de Knudsen.

ZACHARIAS (17) semble avoir été le premier à exploiter l'idée de faisceaux de tubes parallèles, aiguilles hypodermiques, feuilles ondulées, etc. Le gain en intensité est notable, il peut être obtenu sans augmentation de la vitesse de pompage contrairement à ce qui se passe avec un trou source, car le jet conserve une directivité que n'a pas l'orifice dans une paroi mince.

De nombreuses études ont récemment été développées sur ce sujet (18)à (21)

On définit habituellement les paramètres suivants pour caractériser une telle source :

M nombre de capillaires,
A surface totale de la source,
E, la transparence, est alors définie par l'équation :

$$M \pi a^2 = E A$$

L'intensité d'une telle source est donnée par :

$$I_o \simeq \frac{0{,}0579\ \bar{v}^{1/2}}{\delta\, l^2} \left(\frac{E}{a}\right)^{1/2} (N A)^{1/2}$$

ou encore

$$I_o \simeq \frac{3^{1/2}\ \bar{v}^{-1/2}}{8.2^{1/4}\pi\sigma}\ \frac{1}{l^2} \left(\frac{E}{a}\right)^{1/2} (N A)^{1/2}$$

Le rapport $\left(\frac{E}{a}\right)^{1/2}$ est parfois appelé la "figure de mérite" d'une telle source.

La demi-largeur d'un tel jet est alors

$$\theta_{1/2} = 2^{3/4}\ 3^{1/2}\ \frac{\sigma}{\bar{v}^{1/2}} \left(\frac{a}{E}\right)^{1/2} \left(\frac{N}{a}\right)^{1/2}$$

En outre, si l'on compare l'intensité au centre d'un jet ordinaire (trou source) et d'un multi-capillaire, on a

$$\frac{I_o \text{ (multicapillaire)}}{I_o \text{ (trou-paroi mince)}} = \frac{\pi^{1/4}}{0{,}32} \left(\frac{\bar{v}}{N}\right)^{-1/2} \sigma\, (A\ E\ M)^{1/4}$$

L'intérêt des multicapillaires est de concentrer la majeure partie du flux d'atomes dans le centre du jet. L'idéal est de maintenir la longueur du tube inférieure au libre parcours moyen, ce qui exige, pour conserver un haut degré de collimation, des diamètres de tubes très faibles. En fait, dans la pratique, c'est souvent l'inverse qui se produit et la vapeur d'atomes envahit la partie inférieure des canaux, la partie restante devenant alors la longueur utile des tubes.

Ce genre de source a surtout été employé pour les jets de gaz. Dans le tableau I, nous donnons quelques exemples des multicapillaires typiquement utilisés.

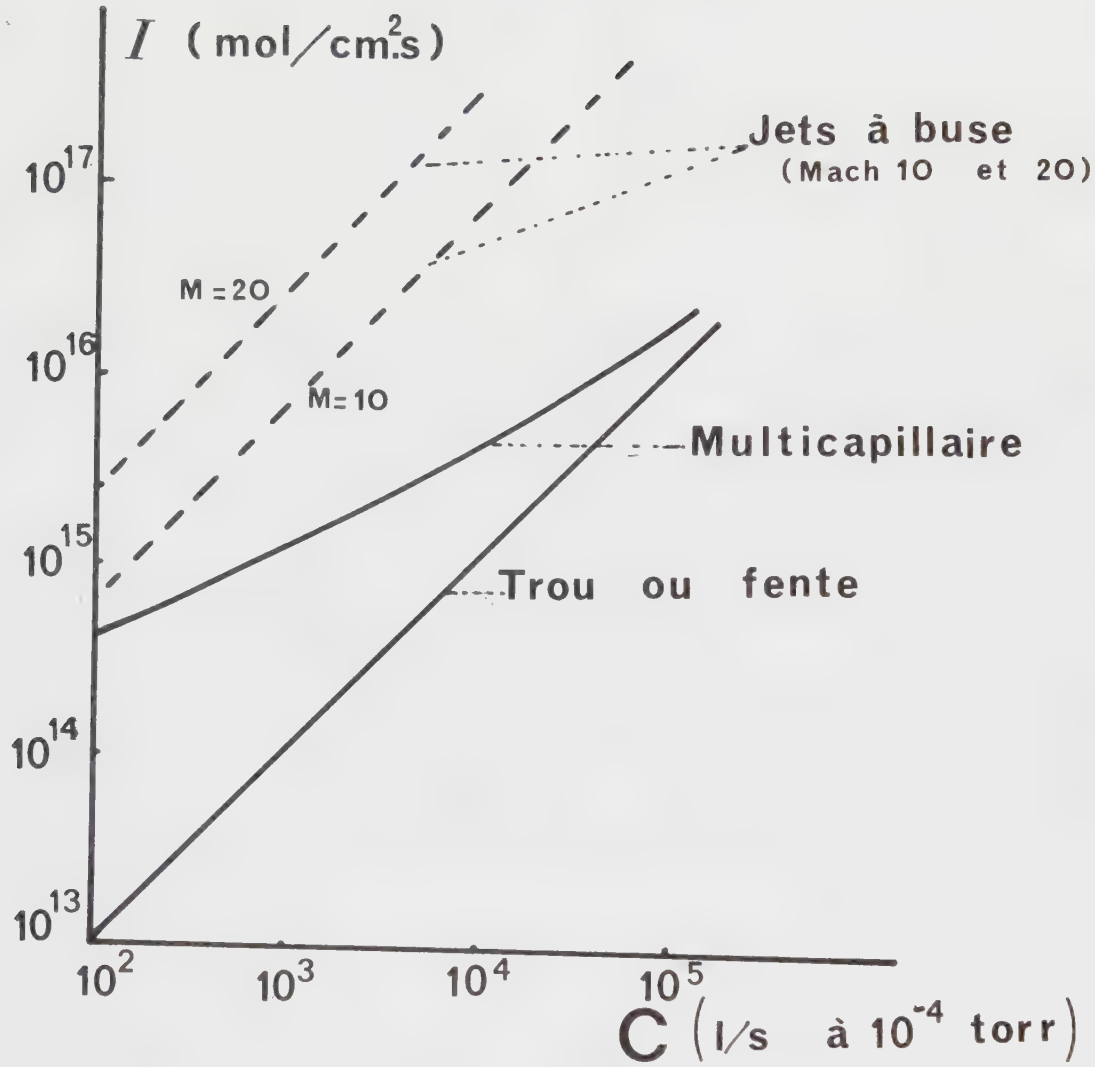

I (mol/cm².s)
10^17
10^16
10^15
10^14
10^13
M = 20
M = 10
Jets à buse
(Mach 10 et 20)
Multicapillaire
Trou ou fente
10^2
10^3
10^4
10^5
C (l/s à 10^-4 torr)

FIG. 6

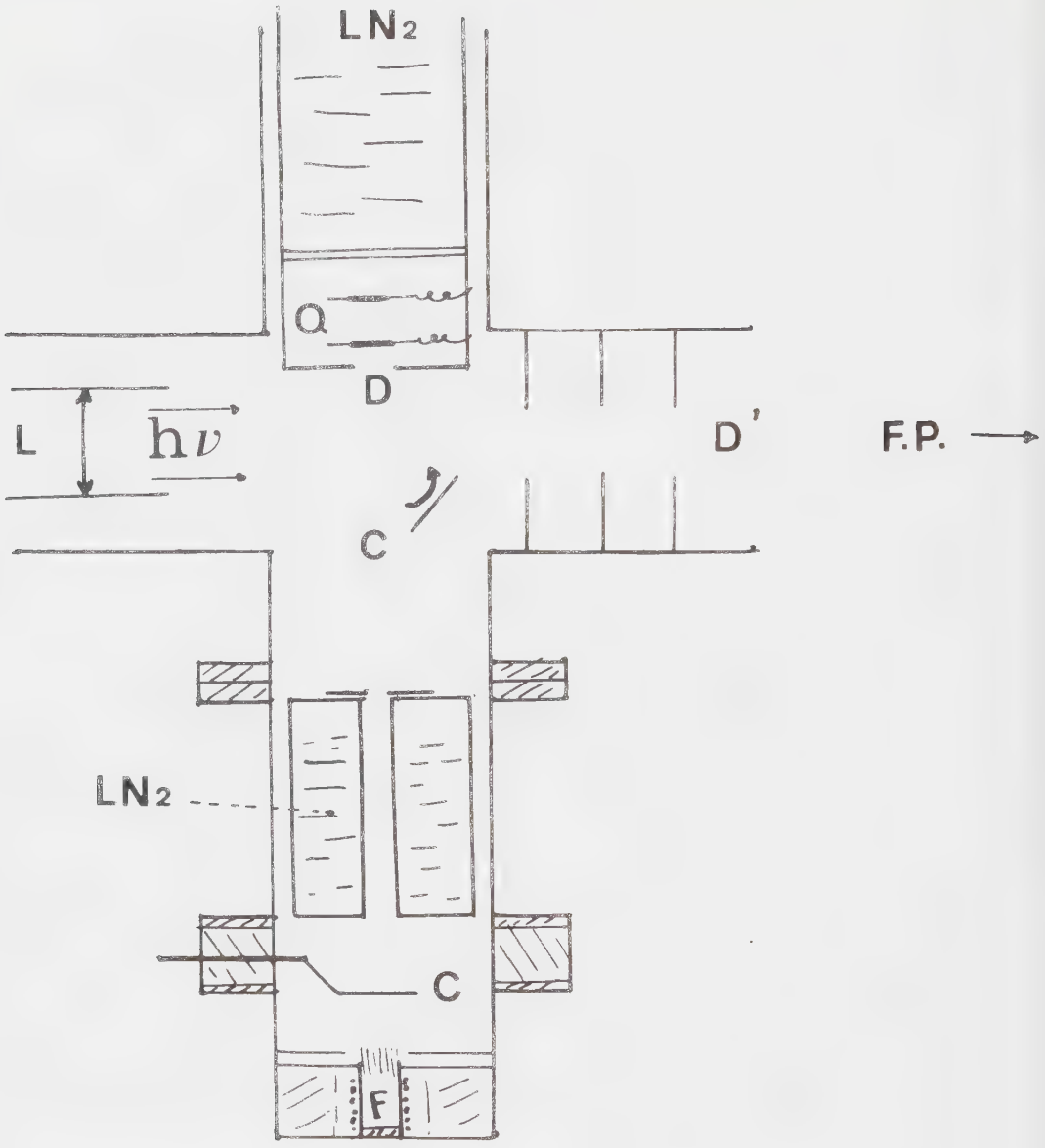


FIG. 7. Coupe verticale de l'enceinte du jet atomique;

Tableau I

Caractéristiques de quelques sources multicapillaires

Source	Rayon du tube a ($x10^3$ cm)	Nombre de tubes/ cm^2 ($x10^{-2}$)	Transmission axiale (%)	Figure de mérite $(E/a)^{1/2}$ en $cm^{-1/2}$
A	16,5	11	94	7,6
B	2,35	96	15	7,9
C	2,7	190	27	10,0
D	3,8	110	50	11,5
E	5,8	81	85	12
F	1,27	530	27	14,6
G	1,97	530	65	18,2
H	30	1,5	42	14

Les sources A, B, C, sont décrites par GIORDINAIRE et WANG (22). Elles sont constituées respectivement par une grille de klystron, un ensemble de feuilles métalliques réalisées photographiquement et par des feuilles métalliques ondulées. D est un système identique à ce dernier, décrit par ZACHARIAS (17), E et F sont faits aussi à partir de grilles de klystron par HELMER et al. (23). G, décrit par HANES (24), est obtenu en dissolvant des fils de cuivre par électrolyse dans une matrice de matière plastique.

On constate que la valeur maximum de la figure de mérite de ces procédés est aux environs de 20. Nous décrirons plus loin la réalisation de notre multicapillaire (H).

La figure 6, extraite de l'article d'ANDERSON et Col. (25) montre l'avantage des multicapillaires sur les orifices en paroi mince, en matière de vitesse de pompage. L'intensité en molécules/cm^2.s à 1 m d'une source d'azote à 300° K est portée en ordonnée. L'abscisse montre la vitesse nette de pompage nécessaire pour conserver la pression totale de la source à 10^{-4} torr. Les courbes en pointillé montrent également les possibilités des systèmes à tuyère (26) (nozzle sources) dits aussi jets supersoniques, systèmes que nous avons ignorés car ils semblent surtout destinés à des jets de gaz et à des jets de haute énergie.

2.4 - Réalisation expérimentale.

2.4.1 - L'enceinte.

L'enceinte de mesure (figure 7) a la forme d'une double croix. Aux quatre branches visibles sur la figure s'ajoutent, en avant et en arrière du plan de figure, deux autres entrées, l'une pour le pompage, l'autre pour les passages mécaniques de rotation ou translation. A quelques exceptions près, l'ensemble des enceintes et des conduits est construit en acier inoxydable pour éviter la corrosion par la vapeur de mercure en particulier.

Le système de pompage se compose : d'une pompe secondaire EDWARDS de 100 l/s, surmontée d'une vanne et d'un piège à azote liquide ; d'une pompe primaire BEAUDOUIN à deux étages de 3 m^3/heure. Le vide est contrôlé par une jauge à ionisation EDWARDS, dite à cathode froide ou de Penning.

La partie inférieure de la croix reçoit la bride qui supporte le four F. Celui-ci, creusé dans un cylindre d'acier inoxydable, a une contenance d'environ 4 cm^3. La fermeture du four est assurée par une petite pièce circulaire dont le centre, percé d'un trou, constitue la source du jet, ou bien par la pièce serrant les canaux multicapillaires. Le chauffage est assuré par enroulement de nichrome extérieur à l'enceinte. Le fond, de 5 mm d'épaisseur, est percé extérieurement d'une cavité qui reçoit un thermocouple. La température de la partie supérieure du four est également contrôlée pour connaître les gradients de température éventuels.

La bride de fixation du four est doublée d'une seconde bride en laiton et entre les deux brides est serré un tube en cuivre. Ceci permet une circulation d'eau qui prévient la surchauffe de la bride du four et surtout du joint en néoprène qui assure l'étanchéité au vide.

Enfin, les brides latérales reçoivent : le monochromateur, à gauche sur la figure, et le photomultiplicateur, à droite. Des diaphragmes D' définissent également la forme des faisceaux lumineux qui traversent le jet de façon notamment que tout le faisceau lumineux traverse bien le jet atomique.

Les atomes évaporés sont reçus, à la partie supérieure de l'enceinte, sur un piège à azote liquide P. Ce piège possède un fond de 15 mm d'épaisseur sur lequel peuvent venir se visser divers accessoires et en particulier la microbalance à quartz pour la mesure du dépôt d'atomes. Quatre trous filetés dans le fond du piège peuvent recevoir en outre, des tiges de cuivre sur lesquelles on peut fixer le diaphragme D qui détermine la forme du jet désiré.

2.4.2 - La fabrication du multicapillaire.

Le premier multicapillaire est fait de petits tubes de nickel de 0,6 mm de diamètre intérieur disposés côte à côte dans une bague fendue cônique qu'un filetage permet de resserrer dans le support. Les extrêmités déformées des tubes dépassent légèrement et sont supprimées à la rectifieuse puis ébarbées à la main. La longueur des tubes est alors de 12,4 mm, ce qui donne une ouverture angulaire de 6° environ et une collimation de 0,1 ($tg\ \alpha = \frac{d}{l}$). Le diamètre total du "bouchon" ainsi constitué est de 10 mm, il comporte 130 tubes et sa transparence est de 0,425. Son "facteur de mérite (§ 2.3) est donc de 14,6. La surface équivalente d'un simple trou correspondrait à un diamètre de 7 mm (figure 8).

Le second multicapillaire réalisé a été fait à partir de tubes plus fins, de 0,4 mm de diamètre intérieur (38,5 μ en moyenne) et de 8,5 mm de longueur. Son support est réalisé de façon différente du premier puisqu'il s'agit de deux moitiés de disques, évidés de façon à laisser au centre, lorsqu'ils sont assemblés, un espace carré où sont serrés, par des vis transversales, les tubes de nickel. Ceci permet d'obtenir une surface carrée, plus intéressante pour la forme des jets. Il comporte 141 tubes dans un carré dont la diagonale fait 10 mm. La technique de fabrication reste la même. Sa transparence est de 0,328, son facteur de mérite 17, sa collimation de 0,09 ; la surface ouverte serait équivalente à celle d'un trou de 4,5 mm de diamètre environ.

2.5.- La mesure de l'intensité. Microbalances.

Parmi les nombreuses méthodes qui sont proposées pour la détection des jets atomiques, nous en avons choisi une qui est utilisée soutout par les chercheurs travaillant sur les couches minces. Beaucoup de détecteurs de jets moléculaires ont été mis au point pour les études de déflection (résonance magnétique en particulier) qui exigent une résolution spatiale qui ne nous est pas nécessaire. Les détecteurs à large surface s'accordent mieux à notre problème.

La variation de fréquence d'un oscillateur à quartz sous l'action d'un dépôt de matière est le principe d'une méthode de mesure de la masse des faibles dépôts et, en particulier, de la masse et de l'épaisseur des couches minces déposées par évaporation dans le vide, méthode qui est, aujourd'hui, largement utilisée (27) (28) (29). Cette technique, mise en oeuvre en particulier par LOSTIS (27) a été appliquée également à la mesure des intensités des jets atomiques ou moléculaires de vapeurs condensables (30).

Nous en rappelons brièvement le principe :

La variation de fréquence Δf d'un cristal de quartz à la résonance, correspondant à une petite variation de masse Δm est donnée par

$$\Delta f = \frac{f_o}{e\rho_o} \cdot \frac{\Delta m}{A}$$

où f_o désigne la fréquence propre de l'oscillateur à quartz, e l'épaisseur du cristal, ρ_o la masse spécifique, A, l'aire de dépôt qui peut être la surface totale ou partielle du cristal.

La sensibilité théorique est

$$c_t = \frac{f_o}{e\rho_o}$$

Des récents travaux (31) (32) montrent que la sensibilité réelle c_r, est très voisine de la sensibilité théorique c_t et suggèrent la possibilité d'employer le cristal de quartz comme un instrument de mesure primaire, c'est-à-dire, sans étalonnage préalable.

Cependant, le détecteur mis au point au laboratoire a tout d'abord été utilisé de la façon classique pour la mesure des dépôts d'aluminium dans une cloche à évaporation.

La comparaison est faite par pesée de dépôts témoins, au moyen d'une balance Mettler, type M5, ce qui en limite la précision. Le quartz est alors fixé sur une pièce cylindrique creuse maintenue à température constante par une circulation d'eau.

Ces essais préliminaires ont permis de constater, aux erreurs d'expérience près, l'accord des valeurs de la sensibilité théorique et de la sensibilité réelle du quartz résonant

$$c = 5{,}7 \pm 0{,}06.10^7 \text{ Hz cm}^2/\text{g}$$

Dans le cas d'un jet atomique, la mesure de Δm permet de connaître l'intensité I du jet atomique, c'est-à-dire, le nombre d'atomes traversant l'unité de surface par unité de temps :

$$I = \frac{d}{dt}\left(\frac{\Delta m}{A\mu}\right)$$

où μ représente la masse d'un atome du corps vaporisé. Comme $\frac{\Delta m}{A} = \frac{\Delta f}{c}$

$$I = \frac{1}{\mu} \frac{d}{dt}\left(\frac{\Delta f}{c}\right)$$

Si c est connu, la mesure de Δf donne quasi-instantanément l'intensité du jet.

En général, le quartz vibrant se trouve à une température voisine de l'ambiante ou supérieure (33).Cependant, des articles récents décrivent le montage et l'utilisation du quartz vibrant à basse température avec refroidissement à l'azote liquide (34) ou à l'hélium liquide (30).

Notre problème était la mesure de l'intensité de jets atomiques d'éléments métalliques tels que le mercure, le cadmium et le zinc que l'on peut condenser, en particulier les deux derniers, à une température voisine de l'ambiante, mais qu'il est préférable de condenser à basse température. Divers chercheurs ont étudié l'influence de la température du récepteur sur la condensation des vapeurs (35) Les travaux de MEYER et al. (36) mettent en évidence, pour le zinc, le cadmium et le mercure, l'existence d'une température limite, qui est de - 133° C pour le mercure, à partir de laquelle le coefficient de condensation est égal à 1, c'est-à-dire, à partir de laquelle 100 % des atomes frappant la surface s'y condensent effectivement.

Nous avons réalisé un oscillateur à quartz vibrant, fonctionnant à une température voisine de - 130° C et nous avons adopté un montage différentiel à deux quartz qui permet de réduire l'influence de la température sur les vibrations de fréquence des oscillations.

La méthode la plus satisfaisante, en effet, consiste à comparer les oscillations de deux cristaux de fréquences assez voisines f_1 et f_2, l'un non soumis au dépôt, servant d'étalon de fréquence fixe f_1, l'autre, soumis au dépôt et de fréquence par conséquent variable f_2. Le quartz étalon peut être placé à l'extérieur ou à l'intérieur de l'enceinte et dans des conditions aussi identiques que possibles de celles du quartz de mesure.L'intérêt de cette dernière méthode est en particulier de réduire au minimum l'effet de température. On sait, en effet, que la fréquence de vibration dépend de la température du cristal et qu'une variation de celle-ci peut entrainer une variation de la fréquence du même ordre de grandeur que la variation due à un dépôt. La courbe représentative de la variation de fréquence en fonction de la température est une courbe du troisième degré (figure 9) et il est possible de trouver des cristaux dont la courbe est quasiment horizontale dans le domaine de température utilisé, ce qui permet de minimiser l'erreur due aux fluctuations de température avec un seul cristal. Il est cependant préférable d'adopter un dispositif à deux cristaux de même coupe et aussi identiques que possible, sur lesquels l'effet des variations de température est sensiblement le même, et d'étudier la variation de $f_1 - f_2$. La figure 10 montre que les deux quartz utilisés dans cette expérience ont une variation "décalée" et en quelque sorte parallèle, de la fréquence en fonction de la température du tambour, ce phénomène de décalage est probablement dû à l'inertie thermique du système. Pour obtenir des mesures stables, il faut arriver à une fréquence stable pour le quartz supérieur. La température limite est alors atteinte par les deux quartz.

Le système de détection à quartz est fixé sous le piège à azote liquide ; un diaphragme B limite le faisceau arrivant sur le détecteur. Entre les diaphragmes D et B, le clapet C dont le mouvement de translation ou de rotation est commandé de l'extérieur, permet de comparer les signaux optiques ou piézoélectriques avec et sans jet atomique (figure 7).

Pour les mesures optiques, le faisceau lumineux rencontre normalement le jet atomique dans la région comprise entre B et C.

2.5.1 - Les cristaux de quartz.

Les quartz utilisés (37) sont des disques de 14 mm de diamètre, de coupe AT, vibrant à 5 MHz environ. Les électrodes sont en or recouvert de nickel. En effet, l'or qui est le constituant habituel de l'électrode ne peut convenir dans le cas du mercure en raison de la formation d'amalgame. La couche d'amalgame or-mercure a une faible adhérence au cristal et une forte résistivité, ce qui rend rapidement les cristaux inutilisables.

L'expérience montre que l'attaque des électrodes par le mercure n'a pratiquement pas lieu aux basses températures où le mercure est condensé, mais seulement lorsque, l'expérience terminée, le dispo-

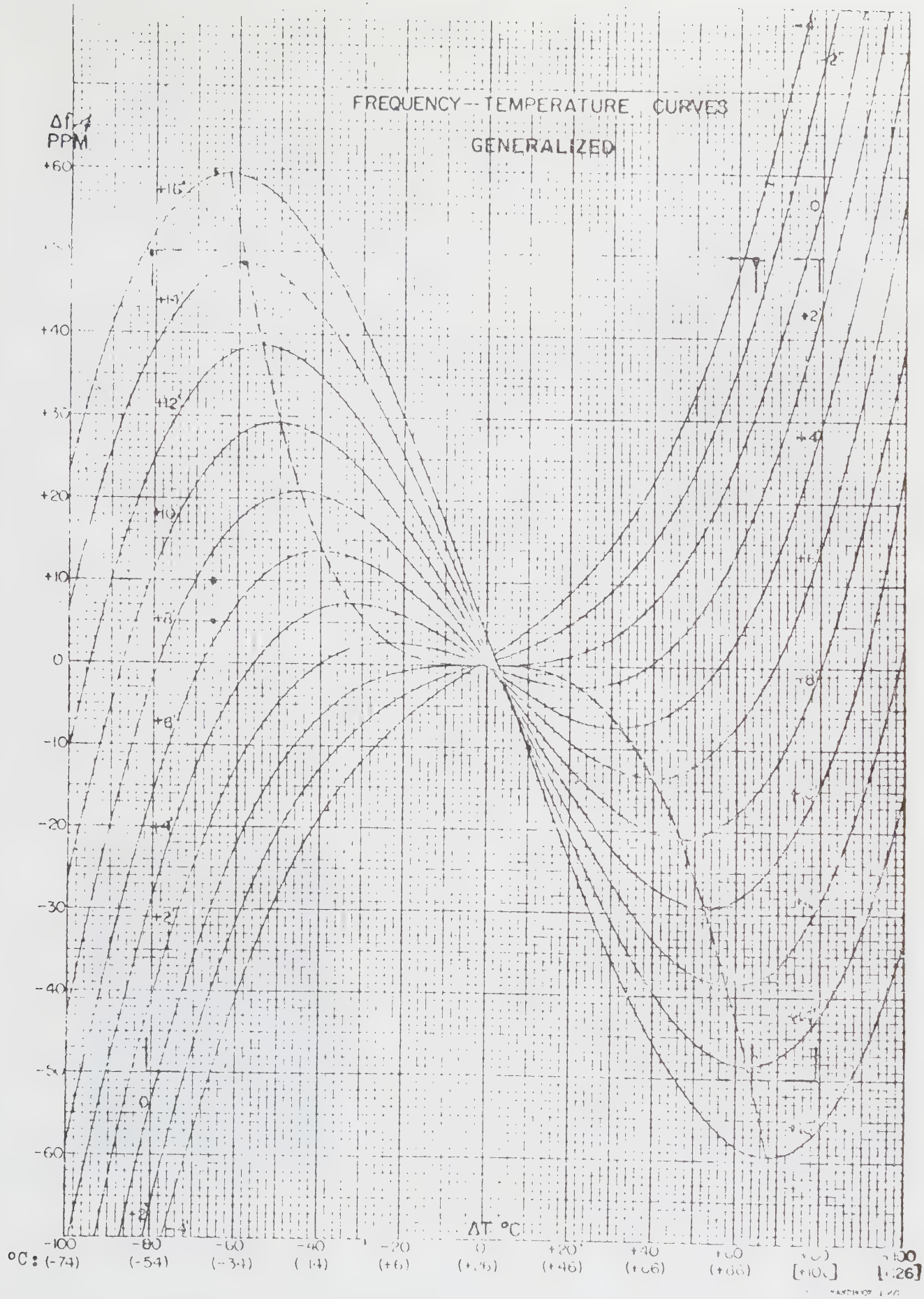


FIG. 9. Variation relative de la fréquence des quartz en fonction de la température pour différents angles de coupe.

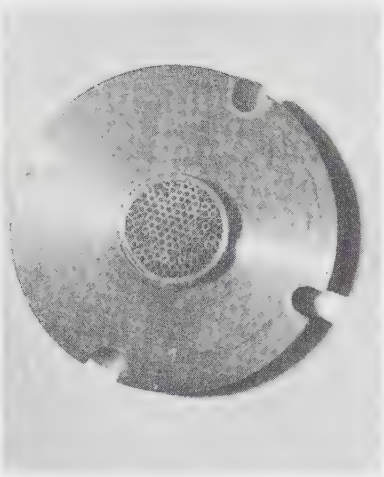


FIG. 8

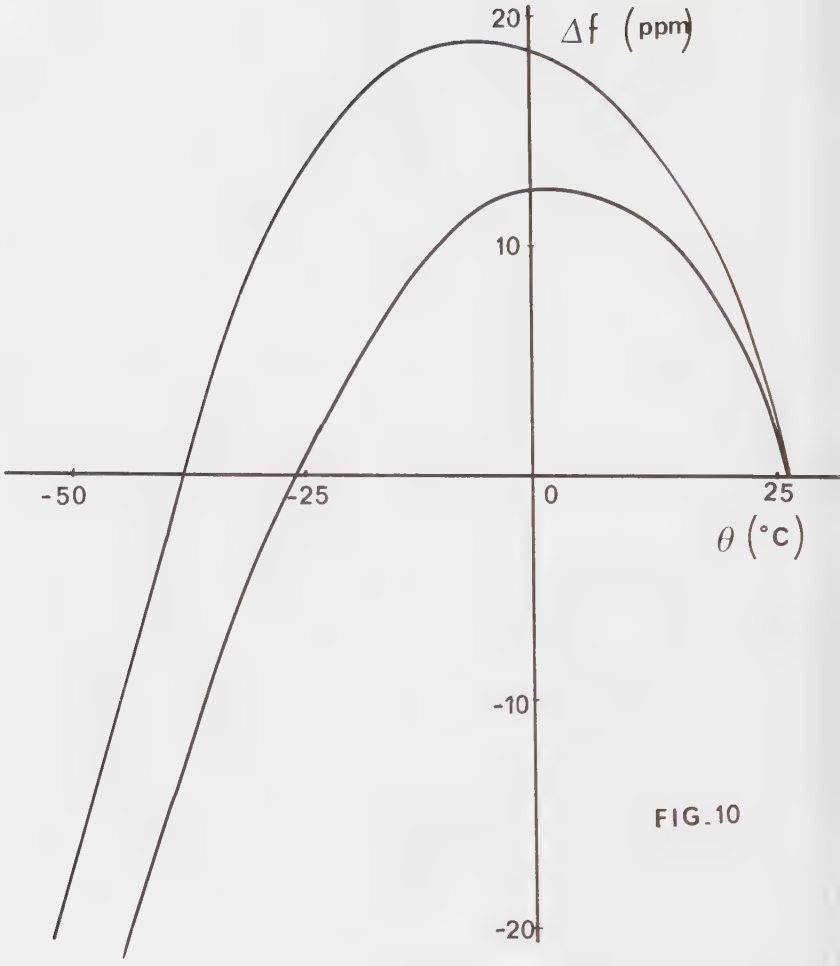


FIG. 10

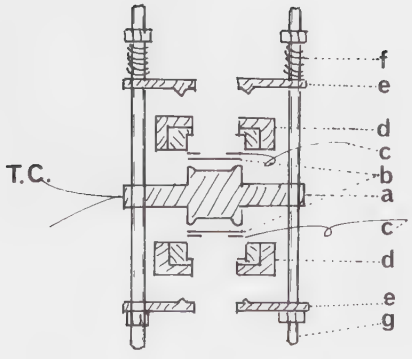


FIG. 11

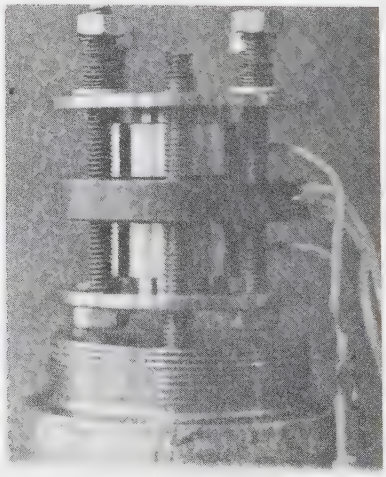


FIG. 12

sitif revient à la température ambiante. Le mercure liquide diffuse alors très largement en dehors de la tache du dépôt et, même sous la couche nécessairement très mince de nickel, il se produit une attaque de l'or. Ceci limite la durée d'utilisation d'un cristal et nécessite la reconstitution complète des électrodes. Des tentatives d'utilisation du nickel seul pour les électrodes ont été infructueuses. L'utilisation d'un revêtement de chrome pour les électrodes nous a donné de meilleurs résultats. Le revêtement des électrodes par un film colloïdal donnerait peut-être des résultats intéressants également.

2.5.2 - Montage des cristaux.

La géométrie de notre appareil, destiné comme nous l'avons dit à des mesures d'absorption optique dans l'ultraviolet à vide, implique que les deux cristaux soient disposés coaxialement et non dans un même plan comme dans certains modèles commercialisés.

La figure 11 représente le dispositif de montage des cristaux. Il comprend :

a) une électrode annulaire massive, en cuivre, reliée à la masse, comportant deux tambours de même diamètre sur lesquels les deux quartz (b) sont appliqués symétriquement ; c) deux électrodes en fil de cuivre aplati ; d) deux pièces isolantes en téflon entourées d'un capot en acier inoxydable ; e) des pièces d'appui en acier inoxydable maintenues par quatre ressorts (f) qui assurent par leur pression un contact électrique suffisant tout en évitant l'amortissement des oscillations. Quatre tiges filetées (g) assurent le montage et la cohésion de l'ensemble de ces pièces (figure 12).

La pièce massive de cuivre est fixée sous le piège à azote liquide par quatre autres tiges filetées de laiton (non représentées ici) qui assurent à la fois la transmission thermique et la mise à la masse. Un cylindre d'acier inoxydable entoure complètement le dispositif. Il est fermé par un disque percé d'un trou en son centre qui sert de diaphragme d'entrée au détecteur. Ce cylindre porte, en outre, une fente sur le côté pour permettre le passage des connexions électriques des électrodes et du thermocouple qui est placé dans une cavité de l'électrode en cuivre.

2.5.3 - Le circuit de mesure.

Le circuit de mesure, représenté synoptiquement par la figure 13, comporte essentiellement deux oscillateurs à transistors pilotés par le quartz dont l'un est utilisé comme référence de fréquence. Les signaux issus de ces oscillateurs sont envoyés sur un circuit mélangeur dont le signal de sortie contient la différence des fréquences. Le signal amplifié, est reçu ensuite sur un fréquencemètre. Le circuit est alimenté sous une tension de 9 V. Les oscillateurs, représentés à la figure 14, sont analogues aux schémas classiques déjà réalisés (38) , (39). L'oscillateur de référence permet de compenser, en outre, les dérives éventuelles de tension et de température des circuits électroniques. La différence des fréquences $\Delta f = f_1 - f_2$ ou bien l'une des fréquences,soit f_1 soit f_2, peut être lue directement au fréquencemètre 20 MHz de type Rochar A. 1149. La lecture se fait soit à rythme rapide (toutes les 2,5 sec.), soit à rythme plus lent (toutes les 12 sec.) suivant la vitesse d'évaporation. La mesure donne la variation de Δf dans le temps, c'est-à-dire $\frac{d\Delta f}{dt}$ en hertz par seconde, ce qui permet de calculer $\frac{d}{dt}\left(\frac{\Delta m}{A}\right)$ en grammes par centimètre carré seconde.

2.5.4 - Le bruit de fond.

Lorsque le détecteur est placé dans l'enceinte du jet atomique, on peut tracer la courbe de variation de la fréquence en fonction de la température pour chaque cristal. La fréquence du quartz étalon f_1 pourra servir ensuite de contrôle de température en même temps que le thermocouple, à condition toutefois que le quartz étalon soit exempt de tout dépôt quel qu'il soit. En réalité, le refroidissement du

dispositif détecteur contribue au pompage cryogénique des vapeurs résiduelles de l'enceinte et l'ensemble permet d'obtenir une pression de l'ordre de 10^{-6} torr. Le pompage cryogénique auquel concourt le détecteur se traduit par un dépôt continuel sur le quartz de mesure et donc une dérive de sa fréquence. Cette dérive décroît avec la pression et atteint une limite lorsque le vide limite est atteint, au bout d'un certain temps de pompage et de fonctionnement. Cette dérive, comme nous l'avons dit, est due sans aucun doute à la condensation des molécules résiduelles de l'enceinte et en particulier aux vapeurs d'huile, et ceci malgré les précautions prises et les pièges à azote liquide situés directement au-dessous de la pompe à diffusion. La dérive observée pour un vide de 10^{-6} torr est de l'ordre de 0,01 Hz/s, ce qui donne pour l'ordre de grandeur du dépôt 2.10^{-10} g/cm^2.s, et qui constitue, en quelque sorte, le bruit de fond du détecteur. Le cristal soumis au jet est, bien entendu, celui qui est aussi exposé aux vapeurs résiduelles de l'enceinte, aussi le bruit de fond est limité par l'angle solide défini par le diaphragme d'entrée du détecteur et la surface du cristal.

Ce phénomène ("backstreaming"), récemment étudié par BAKER (40) entre autres (41), peut être minimisé en prenant diverses précautions. Tout d'abord, il importe de ne pas refroidir la balance avant d'avoir atteint un vide optimum dans l'enceinte afin qu'elle ne contribue que le moins possible au pompage des vapeurs résiduelles. D'autre part, lorsque le jet est en fonctionnement, avec le clapet en position "fermé", c'est-à-dire lorsqu'il est interdit aux atomes du jet de frapper directement le détecteur, le bruit de fond augmente avec l'intensité du jet, probablement à cause des atomes diffusés par collision avec les molécules résiduelles et les parois chaudes de l'enceinte. Pour cela, nous avons refroidi toute la partie inférieure de l'enceinte par une circulation d'eau dans le cas du zinc. Dans le cas du mercure, nous avons établi des dispositions particulières que nous exposerons au § 2.6.3. La différence nette obtenue entre le cas du cadmium où cette amélioration n'existe pas et celui du zinc où nous l'avons mise en oeuvre, nous a montré l'importance de cette réémission des parois de l'enceinte, phénomène dont il convient de s'affranchir au mieux pour les mesures d'absorption optique.

2.6 - Résultats expérimentaux sur les jets atomiques.

2.6.1 - La cadmium.

La figure 15 représente la variation de l'intensité du jet multicanal en fonction de la température du four.

Les caractéristiques de l'expérience étaient les suivantes :

Nature du dépôt : Cadmium
Surface du dépôt : 0,537 cm^2
Surface totale du cristal : 1,539 cm^2
Diaphragme d'entrée du détecteur : 6 mm de diamètre
Température du détecteur : - 132° C
Pression dans l'enceinte : 10^{-6} torr sans le jet ; 9.10^{-6} torr lors du fonctionnement du jet à plein régime
Bruit de fond avant l'expérience : 0,01 à 0,02 Hz/s.
Le rapport signal sur bruit lors du débit maximum du jet est de 32,4.

2.6.2 - Le zinc.

La figure 16 représente la variation de l'intensité du jet multicanal en fonction de la température du four pour le zinc, la partie D de l'enceinte étant refroidie.

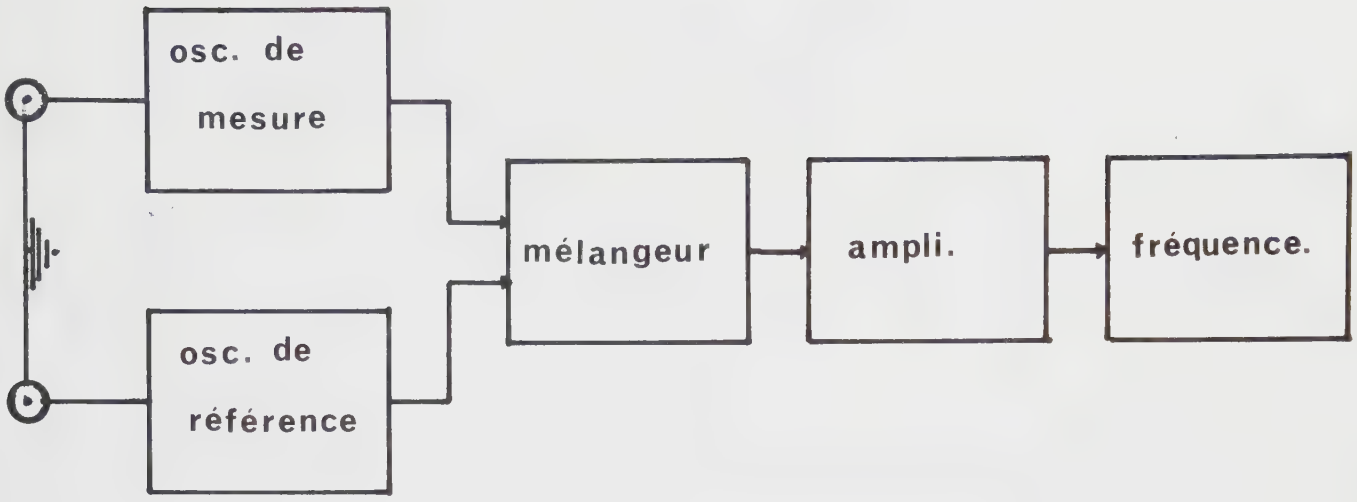

osc. de
mesure
osc. de
référence
mélangeur
ampli.
fréquence.

FIG. 13

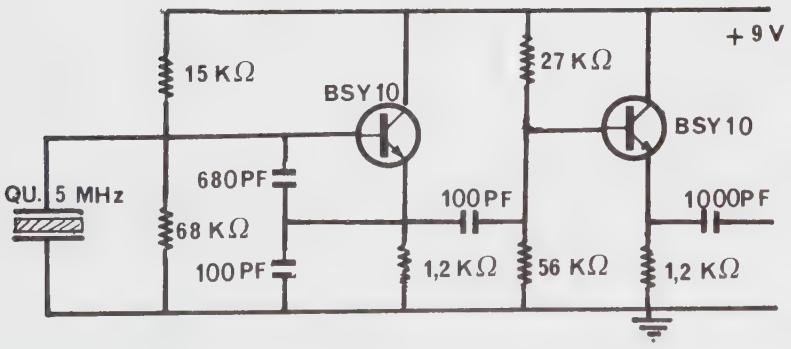

+ 9 V
15 KΩ
BSY10
27 KΩ
BSY10
QU. 5 MHz
680PF
68 KΩ
100 PF
100 PF
1,2 KΩ
56 KΩ
1000PF
1,2 KΩ

FIG. 14

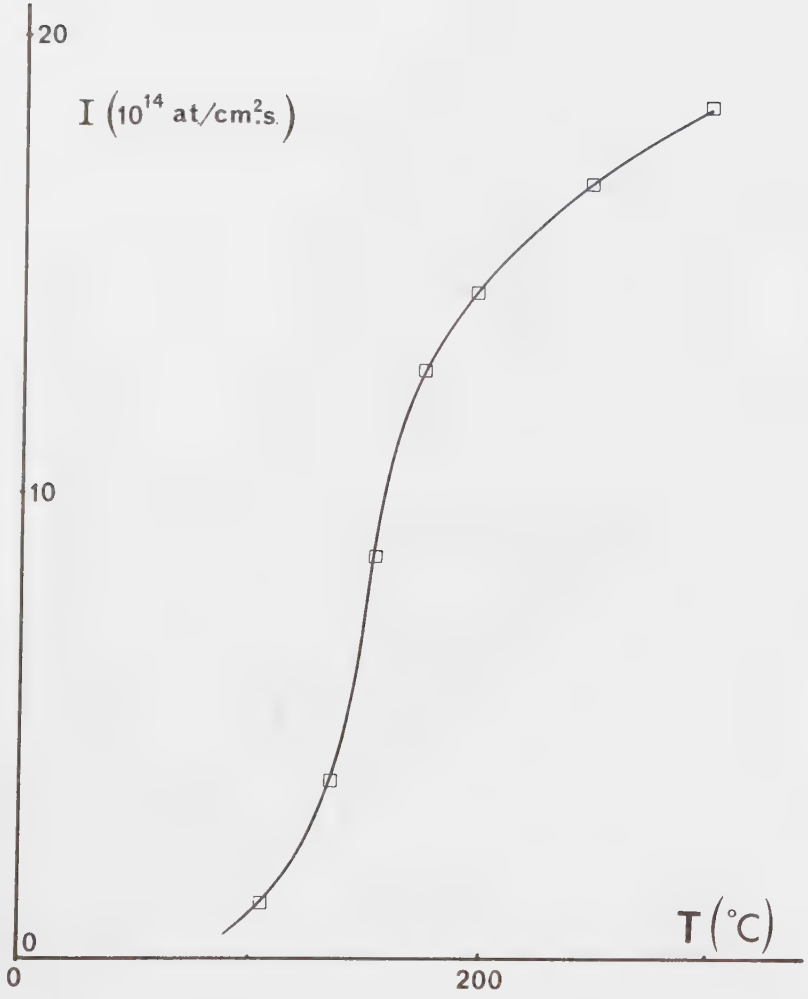


FIG. 15

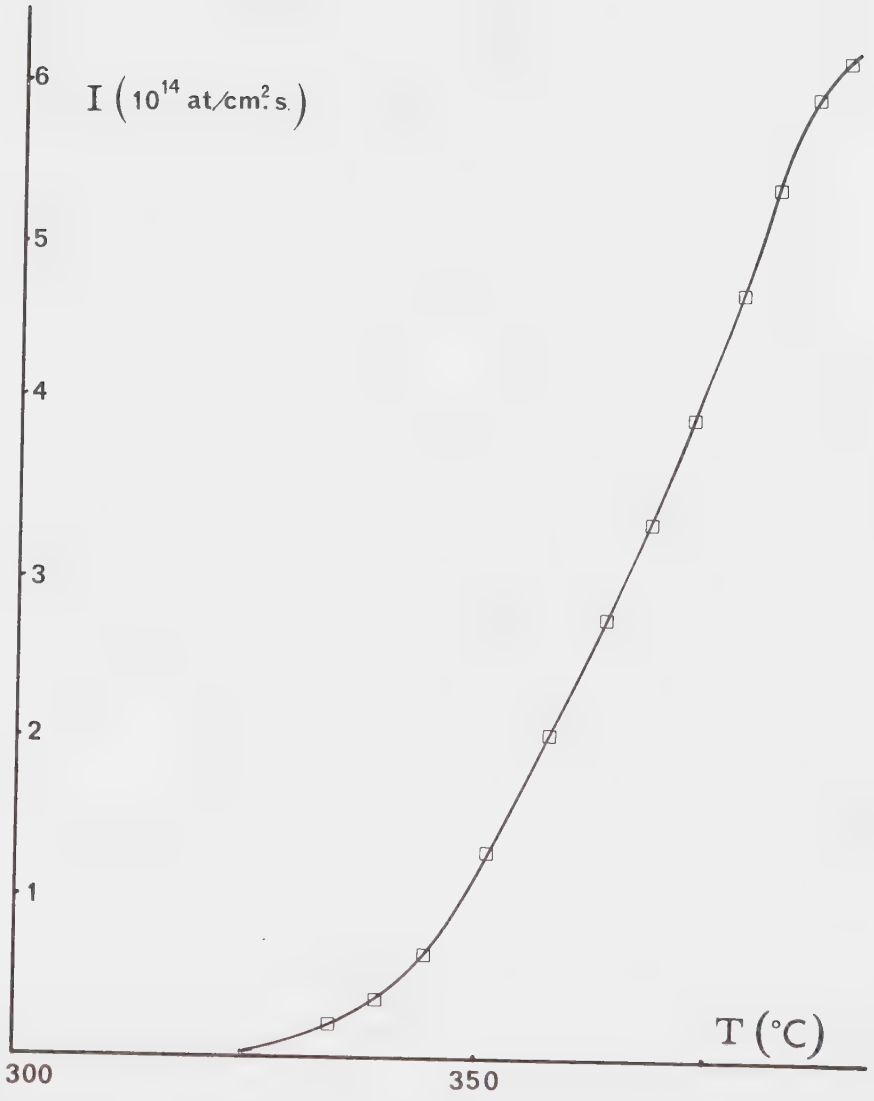


FIG. 16

Les caractéristiques de l'expérience étaient les suivantes :

Nature du dépôt : zinc
Surface du dépôt, du cristal, diaphragme d'entrée identiques à l'expérience du cadmium
Température du détecteur : - 129° C
Pression dans l'enceinte < 10^{-6} torr sans le jet ; 4 à 5.10^{-6} torr lors du fonctionnement du jet à plein régime
Bruit de fond avant l'expérience : < 0,005 Hz/s
Rapport signal sur bruit lors du débit maximum du jet : 143.

Par ailleurs, l'expérience nous a montré que l'intensité de ce jet multicanal est environ 12 fois plus élevée que celle d'un jet issu d'un orifice circulaire de 1 mm de diamètre dans une paroi mince, pour une pression comparable dans l'enceinte mais avec une collimation différente dans les deux cas évidemment.

2.6.3 - Le mercure.

Il s'est avéré, à l'expérience, qu'on ne pouvait réaliser des électrodes en chrome sur les quartz, mais des électrodes d'or revêtues de chrome nous ont donné des résultats satisfaisants bien qu'après des évaporations de mercure ces électrodes finissent également par se détériorer.

Nous avons utilisé par la suite des quartz dont les électrodes étaient constituées par un dépôt d'or revêtu d'une couche de nickel plus épaisse que précédemment, ce qui rend la protection plus efficace.

Comme dans les expériences précédentes, les quartz sont refroidis à une température voisine de 140° K (-130° C). Le quartz de mesure peut recevoir une quantité totale de mercure de 150 mg pendant la durée de l'expérience. Pour éviter la diffusion du mercure lors du retour du quartz à la température ambiante, après la fin de l'expérience, le pompage est maintenu pendant 18 heures environ. On observe alors une remontée de la pression dans l'enceinte correspondant au "dégazage" du mercure de la balance et du piège, puis une décroissance à nouveau lorsque le mercure a été complètement pompé (figure 17).

Par ailleurs, le système d'évaporation a été complété par l'adjonction d'un piège refroidi à l'azote liquide entre le four et la zone de mesure. Ce piège est percé en son centre d'un canal par où passe le jet atomique. Il permet de capter efficacement les atomes diffusés en dehors du jet atomique et ainsi de réduire de façon très importante le "bruit" de fond qu'ils introduisent tant sur le signal de la microbalance que dans les mesures optiques (figure 7).

Le circuit de mesure de l'intensité du jet atomique, composé des oscillateurs, mixeur et fréquencemètre, a été également amélioré par l'adjonction d'une horloge pour définir le temps de mesure du dépôt aussi exactement que possible.

Dans l'expérience ainsi réalisée, les paramètres (surface du dépôt, diaphragme), sont les mêmes que dans les cas du cadmium et du zinc à l'exception de la pression qui est de l'ordre de 10^{-7} torr au début et se maintient à 3.10^{-7} torr lors de l'évaporation.

La figure 18 représente les variations de l'intensité du jet multicapillaire de mercure en fonction de la température du four.

La figure 19 montre les variations de Log n, où n est la densité des atomes du jet (at/cm^3), en fonction de la température du four. L'échelle logarithmique met mieux en évidence les phénomènes

à basse température. On constate qu'à - 20° C on peut encore parler de jet de mercure étant donné la tension de vapeur de ce métal.

Les améliorations apportées nous ont ainsi permis d'obtenir des jets de mercure bien définis et de réaliser des cycles de mesure pendant plusieurs mois sans détériorer les quartz.

Dans le tableau II, nous rappelons les résultats obtenus pour les trois métaux, mercure, cadmium et zinc, en indiquant l'intensité, la densité et la vitesse moyenne des jets en fonction de la température, résultats résumés par les courbes de la figure 17 et de la figure 18.

Tableau II

Cadmium

T (°C)	I (at/cm^2.s)	v (cm/s)	n (at/cm^3)
100	10^{14}	$2{,}64.10^4$	$3{,}79.10^9$
150	$7{,}5.10^{14}$	$2{,}81.10^4$	$2{,}67.10^{10}$
200	$14{,}8.10^{14}$	$2{,}97.10^4$	$4{,}98.10^{10}$
250	$17{,}5.10^{14}$	$3{,}13.10^4$	$5{,}59.10^{10}$
300	$18{,}7.10^{14}$	$3{,}28.10^4$	$5{,}70.10^{10}$

Zinc

T (°C)	I (at/cm^2.s)	v (cm/s)	n (at/cm^3)
250	2.10^{12}	$4{,}11.10^4$	$0{,}5.10^8$
300	$4{,}3.10^{12}$	$4{,}30.10^4$	10^8
350	$2{,}5.10^{14}$	$4{,}49.10^4$	$5{,}5.10^9$
400	5.10^{14}	$4.57.10^4$	$1{,}07.10^{10}$

Mercure

T (°C)	I (at/cm^2.s)	v (cm/s)	n (at/cm^3)
- 100	$1{,}62.10^{12}$	$1{,}35.10^4$	$1{,}2.10^8$
- 50	$2{,}295.10^{12}$	$1{,}59.10^4$	$1{,}5.10^8$
0	$4{,}75.10^{12}$	$1{,}69.10^4$	$2{,}8.10^8$
50	$2{,}03.10^{13}$	$1{,}85.10^4$	$1{,}1.10^9$
100	$8{,}93.10^{13}$	$1{,}98.10^4$	$4{,}5.10^9$
150	$2{,}85.10^{14}$	$2{,}11.10^4$	$1{,}35.10^{10}$
200	$6{,}70.10^{14}$	$2{,}23.10^4$	$3 . 10^{10}$

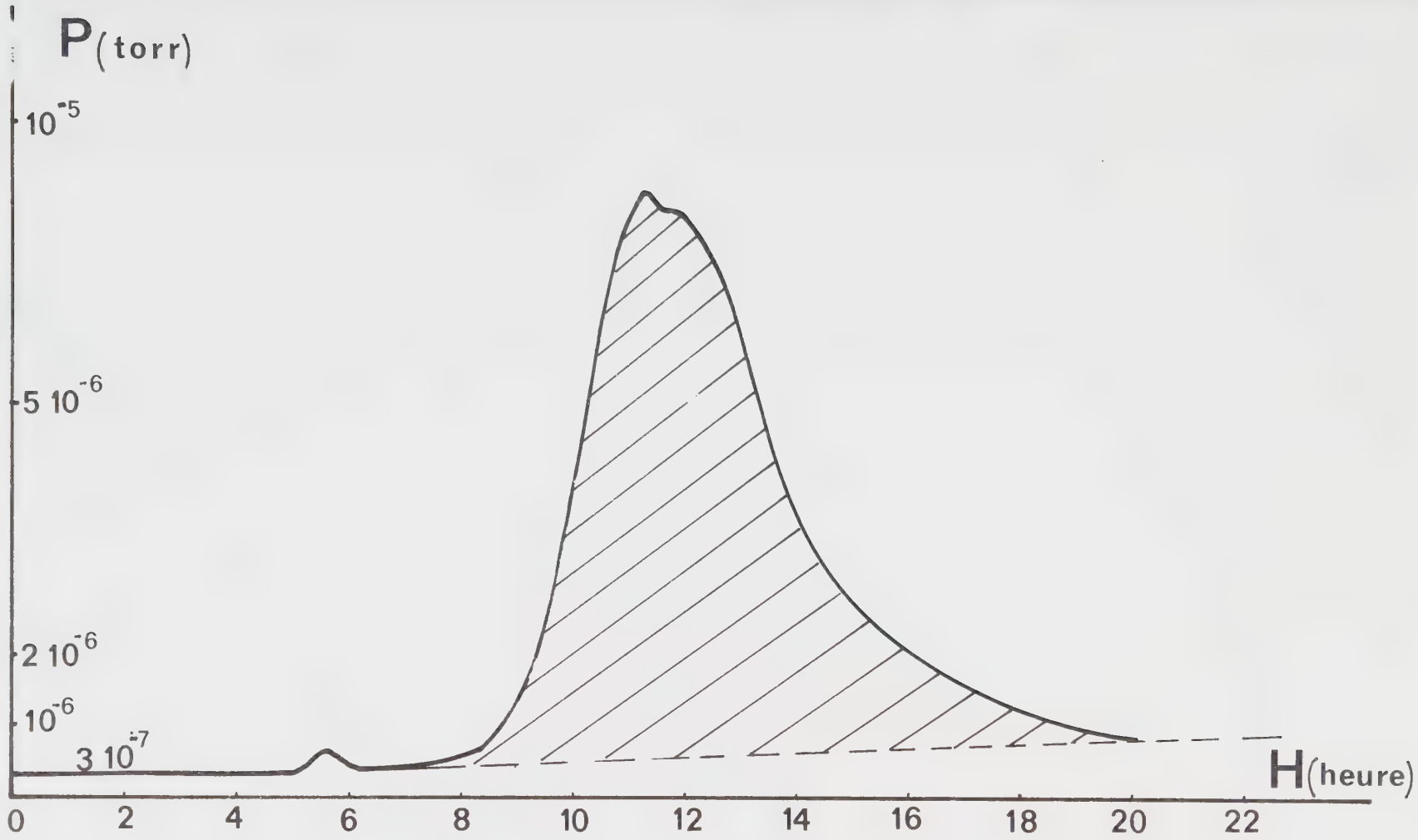


FIG. 17. Variation de la pression après la fin de l'expérience (heure 0). La surface hachurée représente l'évaporation du mercure piégé.

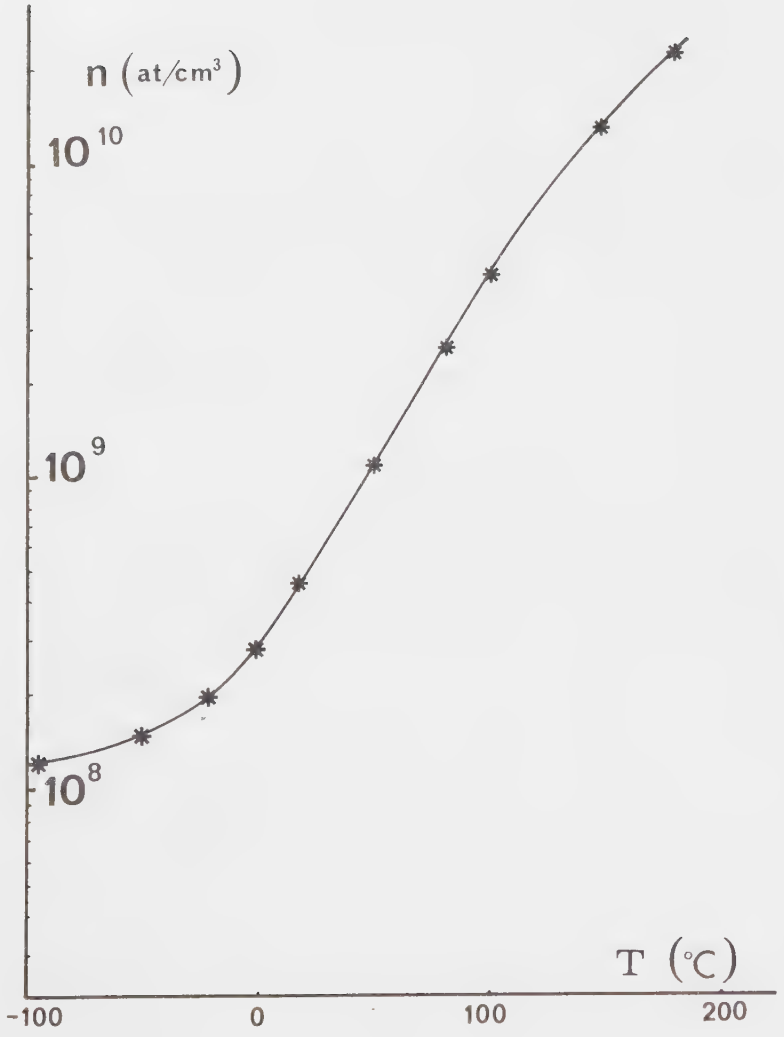

n (at/cm³)
10¹⁰
10⁹
10⁸
T (°C)
-100
0
100
200

FIG.18

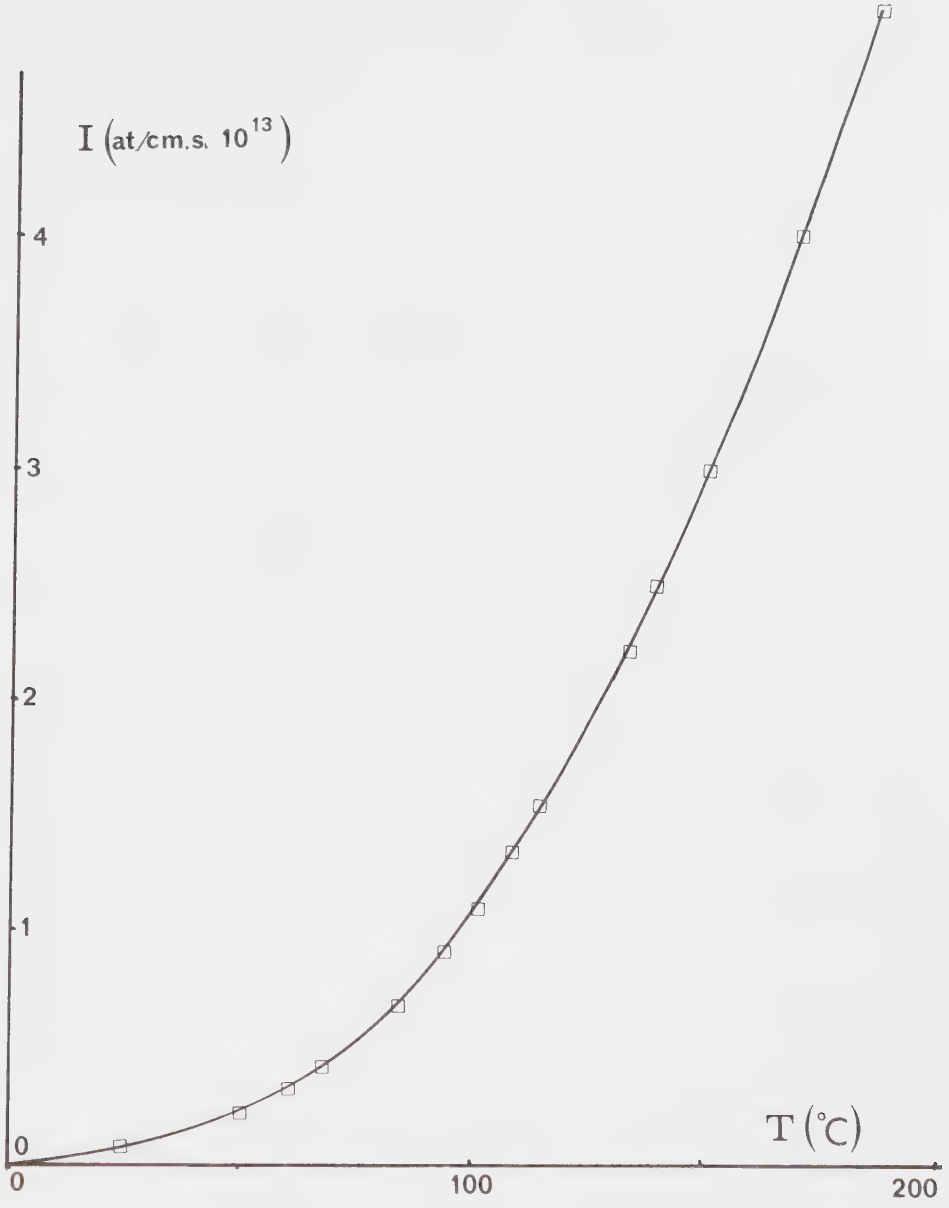

I (at/cm.s. 10¹³)
4
3
2
1
0
T (°C)
0
100
200

FIG.19

Ce détecteur à deux cristaux résonants semble être bien adapté à la mesure des jets dont l'intensité est comprise entre 10^{13} et 10^{17} at/cm^2.s ; son temps de réponse est largement compatible avec le temps des mesures optiques proprement dites, le défilement d'une frange au Fabry-Pérot prenant environ quelques minutes. D'autre part, c'est en quelque sorte un détecteur à mémoire puisque la variation totale de fréquence permet d'intégrer l'ensemble de la masse déposée durant l'expérience et ainsi de corriger les erreurs que la lecture quasi-instantanée peut introduire.

CHAPITRE IV

I - LA COMPOSITION DES SIGNAUX OPTIQUES.

1.1 - Déformation des profils réels par la fonction d'appareil.
1.2 - Un exemple de convolution. La courbe de Voigt.
1.3 - Les méthodes d'études : stimulation ; déconvolution.

II - DESCRIPTION ANALYTIQUE DU FABRY-PEROT.

2.1 - La fonction d'Airy.
2.2 - Les défauts de finesse.
2.3 - Les défauts de sphéricité.
2.4 - La fonction diaphragme.

III - LA FONCTION REPRESENTANT LA SOURCE.

3.1 - Description voigtienne de la source.
Paramètres Doppler et Lorentz.
3.2 - La structure fine des raies spectrales.
3.3 - L'auto-absorption. Les effets de pression.

IV - L'ABSORPTION.

4.1 - L'intégrale $\int Nk_{\upsilon}\, dx$
4.2 - Mesure du flux d'atomes.
4.3 - La largeur Doppler de la raie d'absorption.

V - RECONSTITUTION DES INTERFEROGRAMMES.

5.1 - Convolutions.
5.2 - Les séquences de calcul.
5.3 - Méthode d'exploitation. Cas du zinc.
5.4 - Cas du mercure.

VI - EVALUATION DES ERREURS. RESULTATS ; COMPARAISONS.

I - LA COMPOSITION DES SIGNAUX OPTIQUES.

1.1 - Profils réels et fonction d'appareil. Convolution.

L'action d'une fonction d'appareil g(x) sur un signal vrai f(x) se traduit, en physique, par l'opération de composition, plus couramment appelée convolution, telle que la fonction résultante h(x), soit

$$h(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(y)\, g(x - y)\, dy$$

que l'on écrit parfois brièvement :

$$h(x) = f(x) * g(x)$$

Les étapes de l'opération sont réunies dans les figures suivantes (Fig. 1)

a) Fonction f(x), figure 1a ;
b) Fonction g(x), figure 1b ;
c) Translation de g(x), figure 1c ;
d) Résultante h(x), figure 1d.

Propriétés du produit de convolution.

Le produit de convolution est commutatif et associatif.

La transformée de Fourier du produit de convolution est le produit des transformées respectives des deux fonctions. Cette dernière propriété est parfois utilisée dans l'opération de "déconvolution" qui consiste à reconstituer la fonction g(x) à partir des données de h(x), signal mesuré, et f(x), fonction d'appareil.

Du fait des propriétés de l'opération de convolution, on montre facilement (1) que le produit de convolution de deux fonctions de Gauss (e^{-x^2/a^2} et e^{-x^2/b^2}), de largeurs a et b est encore une fonction de Gauss de largeur $c = \sqrt{a^2 + b^2}$.

Le produit de convolution de deux fonctions de Lorentz ($1/(x^2 + a^2)$ et $1/(x^2 + b^2)$), de largeurs a et b est une fonction de Lorentz de largeur c = a + b.

Enfin, la fonction de Dirac δ, telle que

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \delta(x)\, dx = 1$$

joue dans cette opération le rôle de l'unité ou élément neutre :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(x - y)\, \delta(y)\, dy = f(x)$$

Etude interférométrique des raies d'émission ou d'absorption.

La lumière incidente a une distribution, en nombre d'ondes, donnée par $f(\sigma)$; lorsqu'elle traverse le système interférométrique, l'intensité observée sera donnée par le produit de convolution de $f(\sigma)$ avec

la fonction d'appareil $g(\sigma)$:

$$I(\sigma) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(\sigma')\, g(\sigma - \sigma')\, d\sigma'$$

Si la lumière incidence traverse un système absorbant, la distribution sera alors $f'(\sigma)$ et l'intensité observée :

$$I'(\sigma) = \int_{-\infty}^{+\infty} f'(\sigma')\, g(\sigma - \sigma')\, d\sigma'$$

Le vrai coefficient d'absorption, par unité de longueur, serait donné par :

$$K_{vrai}(\nu) = \text{Ln}\, \frac{f(\sigma)}{f'(\sigma)}$$

alors que le coefficient observé est :

$$K_{obs}(\nu) = \text{Ln}\, \frac{I(\sigma)}{I'(\sigma)}$$

Comme le font remarquer HULL et BRADLEY (2), à moins que la fonction d'appareil $g(\sigma - \sigma')$ ne se réduise à la fonction delta, $\delta(\sigma - \sigma')$, il n'y a aucune relation simple entre K_{vrai} et $K_{observé}$.

Il nous faudra donc essayer d'établir une fonction aussi représentative que possible de la fonction d'appareil, ce que nous ferons au § 2.

1.2 - La courbe de Voigt.

Dans les raies spectrales, la distribution d'intensité peut, en général, être considérée comme la superposition de deux distributions indépendantes, G(x) et L(x), sous la forme du produit de convolution :

$$V(x, \eta) = \int_{-\infty}^{+\infty} L(y)\, G(x - y)\, dy$$

où x et y sont des fréquences ou des nombres d'onde, η un paramètre qui représente, en quelque sorte, le "poids" respectif des deux contributions. Les processus qui interviennent dans la formation d'une raie spectrale sont essentiellement l'amortissement naturel (distribution Lorentzienne) et l'effet Doppler (distribution gaussienne). La résultante qui est appelée fonction de Voigt, a fait l'objet de nombreux travaux dans la littérature (3 , 4 , 5).

En se référant à l'article de TUDOR DAVIES et VAUGHAM (5), on peut noter les propriétés suivantes :

Le profil de Voigt est obtenu par convolution d'une fonction de Gauss, $\exp(-x^2/\beta_2^2)$ avec une fonction de Lorentz, $1/(1 + x^2/\beta_1^2)$, et il est caractérisé par le paramètre $\eta = \beta_2/\beta_1$.

Si deux profils de Voigt sont composés, la résultante est à nouveau un profil de Voigt dont les paramètres β_1 et β_2 sont reliés à ceux des profils constituants, β'_1, β'_2, et β''_1, β''_2, par :

$$\beta_1 = \beta'_1 + \beta''_1 \quad ; \quad (\beta_2)^2 = (\beta'_2)^2 + (\beta''_2)^2$$

par suite des propriétés énoncées au § 1.1.

Ce résultat est particulièrement intéressant car la largeur Lorentz d'un signal sera souvent définie par la contribution de plusieurs effets : largeur naturelle, effets de pression, largeur d'appareil, etc..., effets additifs au sens décrit ci-dessus. L'utilisation de ce procédé permet, dans certains

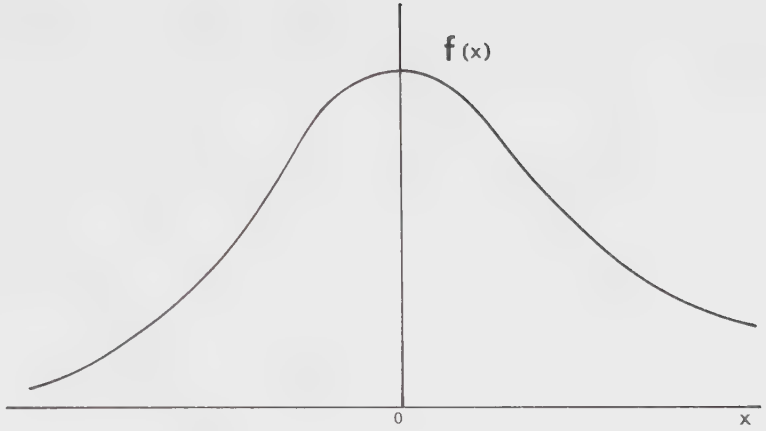


FIG.1a

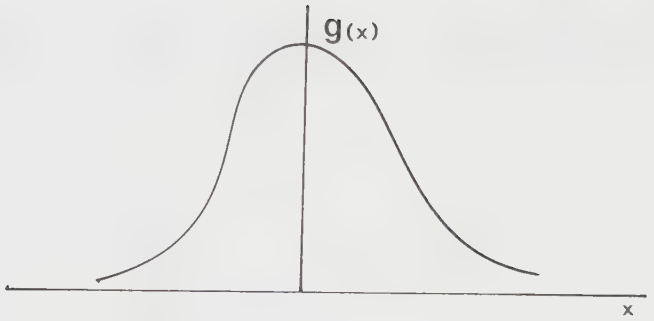


FIG.1b

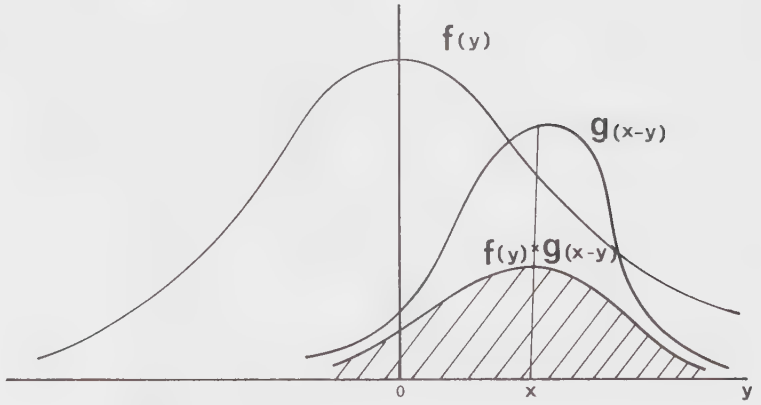


FIG.1c

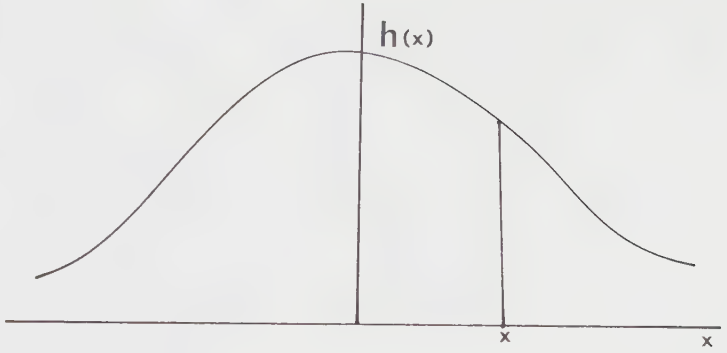


FIG.1d

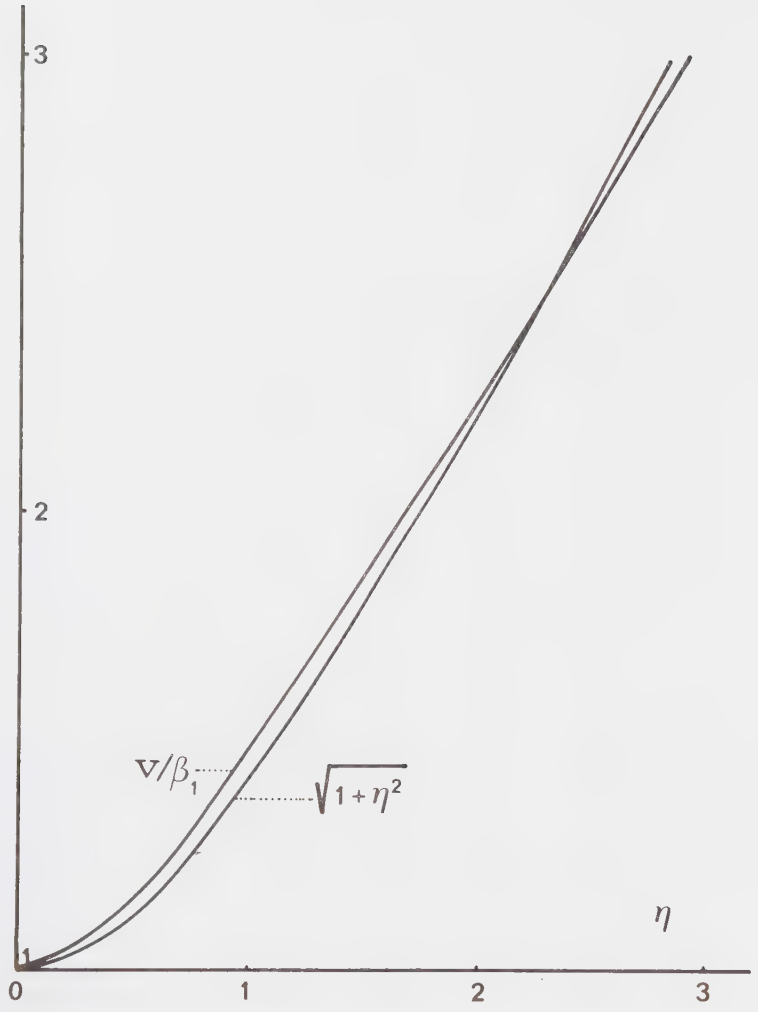


FIG .2a. La largeur de la courbe de VOIGT comparée à celle de LORENTZ β_1 lorsque η est petit ('a' grand).

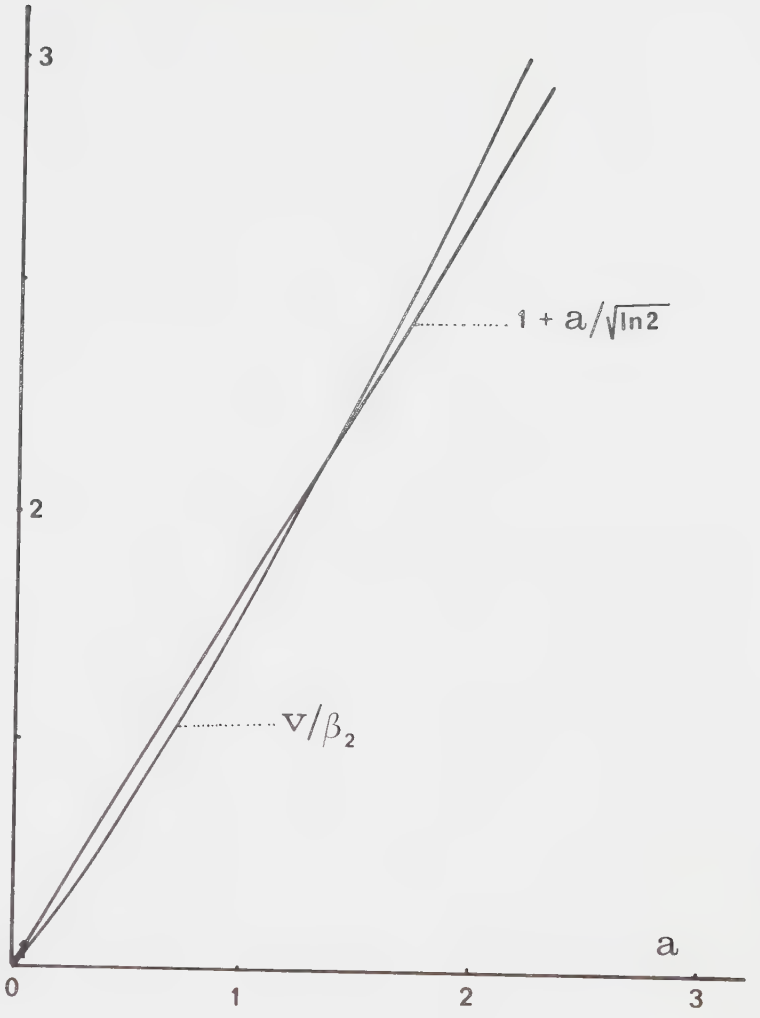


FIG .2b . La largeur de la courbe de VOIGT comparée à celle de GAUSS β_2 lorsque η est grand ('a' petit).

cas, une simplification des calculs.

On emploiera la forme suivante pour décrire l'intégrale de Voigt :

$$V(x, \eta) = \frac{1}{\eta \sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp - \left[(x - y)/\eta\right]^2}{1 + y^2} dy$$

ou l'expression équivalente utilisée par MITCHELL et ZEMANSKY :

$$\frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-y^2}}{a^2 + (\omega - y)^2} dy$$

en posant $a = 1/\eta$ et $\omega = \frac{x}{\eta}$

D'autres formes équivalentes ont également été utilisées.

Calcul des profils de Voigt.

L'une des difficultés du calcul de ces profils provient des bornes de l'intégrale. Il convient, en effet, de choisir des limites en dehors desquelles l'une des deux fonctions soit nulle ou tout au moins négligeable pour limiter le calcul. Dans de nombreux cas, la courbe de Gauss aura une largeur comparable à celle de Lorentz et du fait de son caractère exponentiel, sera considérée comme nulle au-delà de certaines limites. La courbe de Lorentz a, en effet, la propriété de tendre très lentement vers zéro lorsque x croît. Or, nous verrons, dans le cas de l'interféromètre Fabry-Pérot (§ 1.3) que le recouvrement des ordres nous oblige à tenir compte de ces "queues" de courbe loin du centre (x = 0), pour éviter d'introduire une erreur systématique.

Enfin, pour conserver une précision suffisante lors de l'intégration numérique, nous employons une méthode de Simpton à pas variable, ce qui est particulièrement avantageux lorsqu'une des deux courbes est très étroite par rapport à l'autre.

Nous pouvons également utiliser des formules d'approximation dans certains cas. Par exemple, lorsque la largeur gaussienne est très grande devant la largeur Lorentzienne, nous avons parfois utilisé la formule d'approximation :

$$V = e^{-\omega^2} - \frac{2a}{\sqrt{\pi}} \left[1 - 2 \omega F(\omega) \right]$$

avec $F(\omega) = e^{-\omega^2} \int_0^{\omega} e^{y^2} dy$.

Cette formule donne des résultats à 0,08 % ou moins lorsque $0 \leqslant a \leqslant 0{,}1$ pour $0 \leqslant \omega \leqslant 12$ et pour les valeurs de ω supérieures, les formes asymptotiques sont valables.

Enfin, sur les figures 2 nous avons porté les largeurs comparées des profils de Voigt à celles des profils de Lorentz (β_1) et de Gauss (β_2) lorsqu'elles sont du même ordre de grandeur,(ainsi que $1/\sqrt{1 + \eta^2}$), en fonction des paramètres η et $1/\eta$. Ces graphiques permettent de déduire rapidement une indication sur la largeur v de V à partir de β_1 et η ou β_2 et η.

Les courbes de la figure 3 montrent quelques profils de Voigt obtenus à partir de couples Gauss-Lorentz donnés.

1.3 - Les méthodes d'études.

Lorsque la fonction d'appareil est relativement simple, la résolution de l'équation (1) consiste à pratiquer une déconvolution, c'est-à-dire, à déterminer f(x) à partir des profils connus h(x) et g(x). Plusieurs méthodes ont été proposées pour la résolution de cette équation. Citons, en particulier, celles de BURGER et VAN CITTERS (6), celle de STOKES (7), celle d'ERGUN (8) ou plus récemment, celle de LOUER, WEIGEL et LOUBOUTIN (9) dite L.W.L. La plupart de ces méthodes ont été appliquées pour la correction des profils de raies de diffraction des rayonx X où la fonction d'appareil présente un profil simple. Dans le cas d'interférogramme, elle est mise en oeuvre actuellement par O. ROBAUX (10) pour la déconvolution en profils spectraux. Nous avons essayé sur des cas simples, avec succès, la méthode L.W.L. qui est relativement facile à mettre en oeuvre. Cependant, dans le cas des interférogrammes étudiés ici, il y a en général un fond très important dû au bruit de fond et surtout au recouvrement des ordres, qui fait que le profil à étudier n'est pas borné et que la correspondance entre h(x) et f(x) n'a pas de raison d'être biunivoque. Pour ces différentes raisons, nous avons préféré une méthode moins élégante mais plus sûre qui consiste à faire une simulation ou composition, c'est-à-dire à reconstituer le signal à partir de fonctions initiales bâties sur des hypothèses vraisemblables et à ajuster les paramètres pour reconstituer les enregistrements effectivement observés.

II - DESCRIPTION ANALYTIQUE DU FABRY-PEROT.

Les fonctions d'appareil d'un interféromètre Fabry-Pérot ont été étudiées par CHABBAL (11), BAYER-HELMS (12), HERNANDEZ (13), notamment et d'autres chercheurs (14).

De ces diverses études, il ressort que l'on peut représenter cette fonction elle-même comme une convolution des différentes fonctions suivantes :

2.1 - La fonction d'Airy.

La fonction d'Airy représente le profil d'un étalon idéal, dont les lames ont un pouvoir réflecteur R :

$$A(\xi) = \frac{(1 - R^2)}{1 - 2R \cos \xi + R^2}$$

ou, si l'on normalise sur un intervalle spectral libre :

$$A(\xi) = \frac{1}{2\pi} \left[\frac{(1 - R)^2}{1 - 2R \cos \xi + R^2} \right]$$

où $\xi = 4 \pi ne(\sigma - \sigma_0) \cos \theta$ représente la différence de phase entre les rayons interférents, n étant l'indice de réfraction du gaz entre les lames, e l'épaisseur des cales, σ le nombre d'onde du rayonnement incident, σ_0 le nombre d'onde de référence, θ l'angle d'incidence des rayons issus de l'interféromètre.

Les paramètres utiles sont :

$$\Delta\sigma_i = (2ne \cos \theta)^{-1}$$

soit, en général, $(\theta \sim 0°)\Delta\sigma_i \simeq 1/2e$ qui est l'intervalle spectral libre de l'interféromètre, ou différence en nombre d'onde entre deux maximums de transmission de l'interféromètre. La demi-largeur à mi-hauteur de cette fonction d'Airy est :

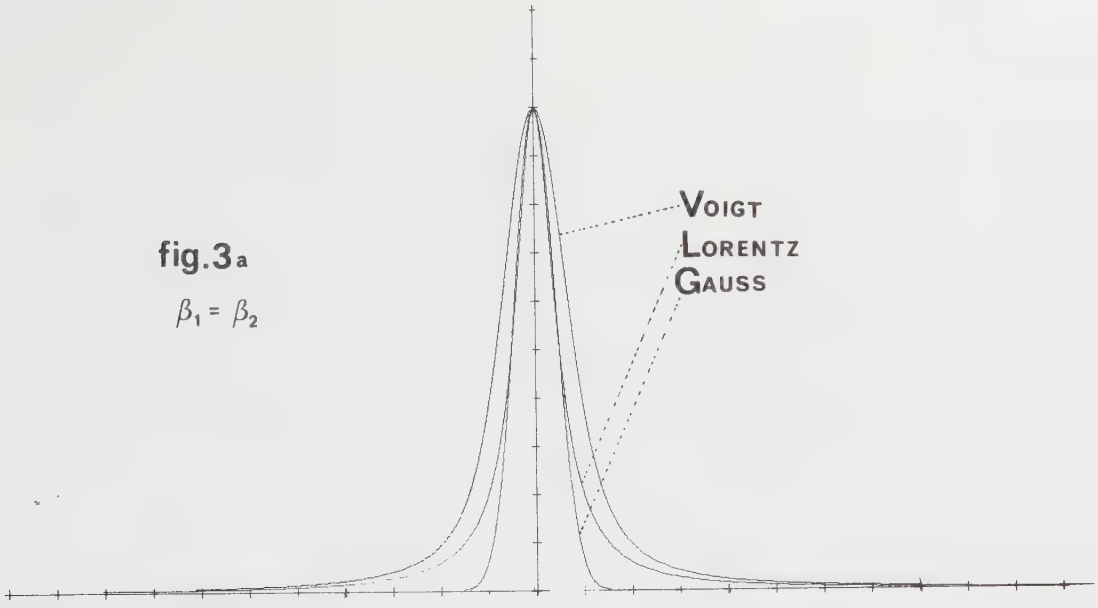


fig.3a

$\beta_1 = \beta_2$

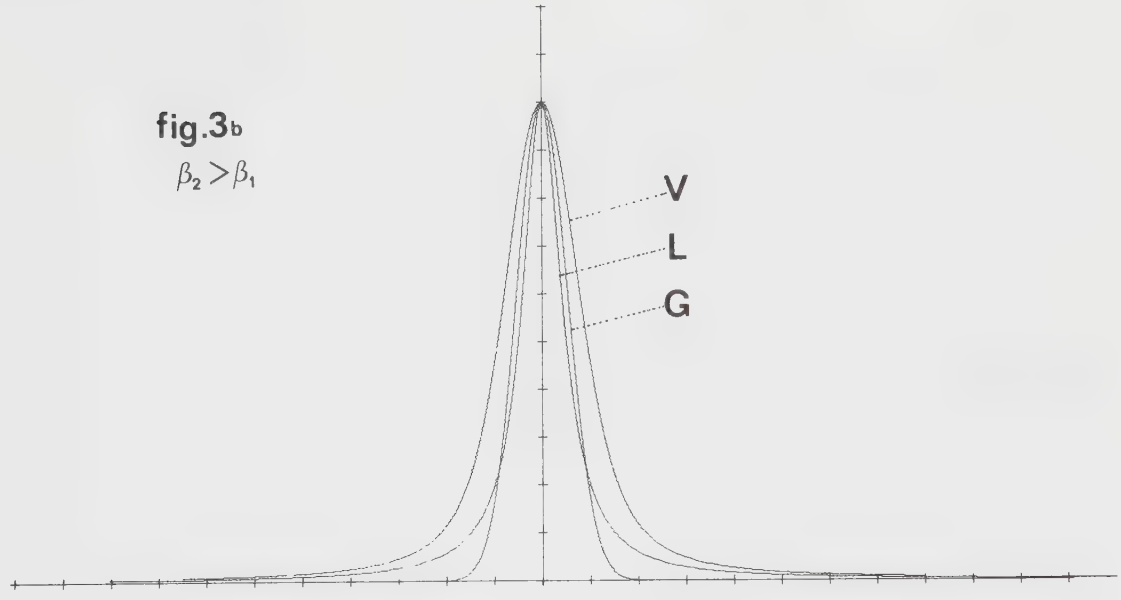


fig.3b

$\beta_2 > \beta_1$

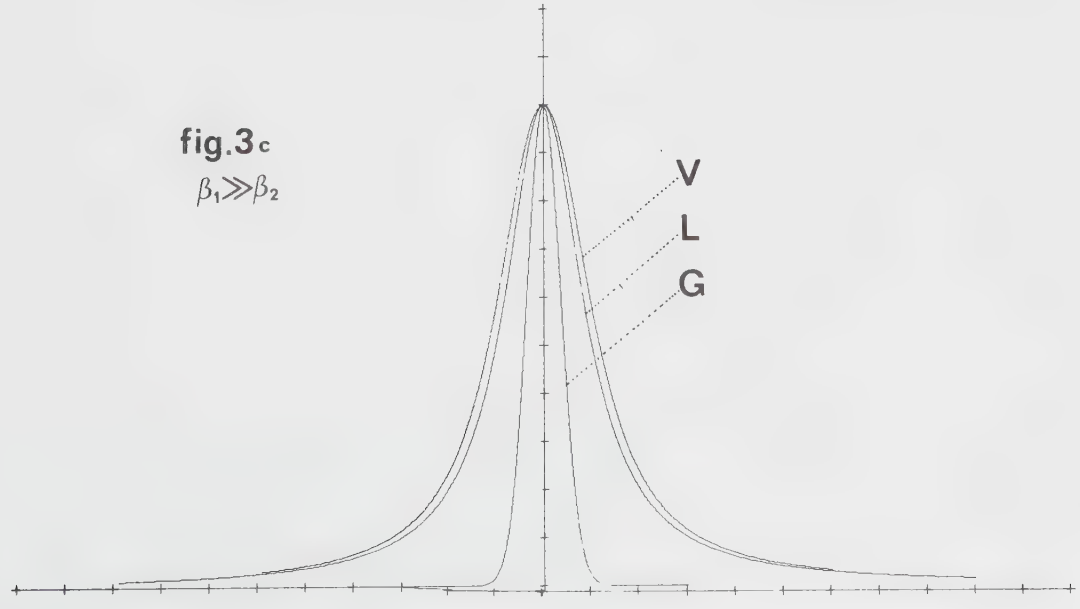


fig.3c

$\beta_1 \gg \beta_2$

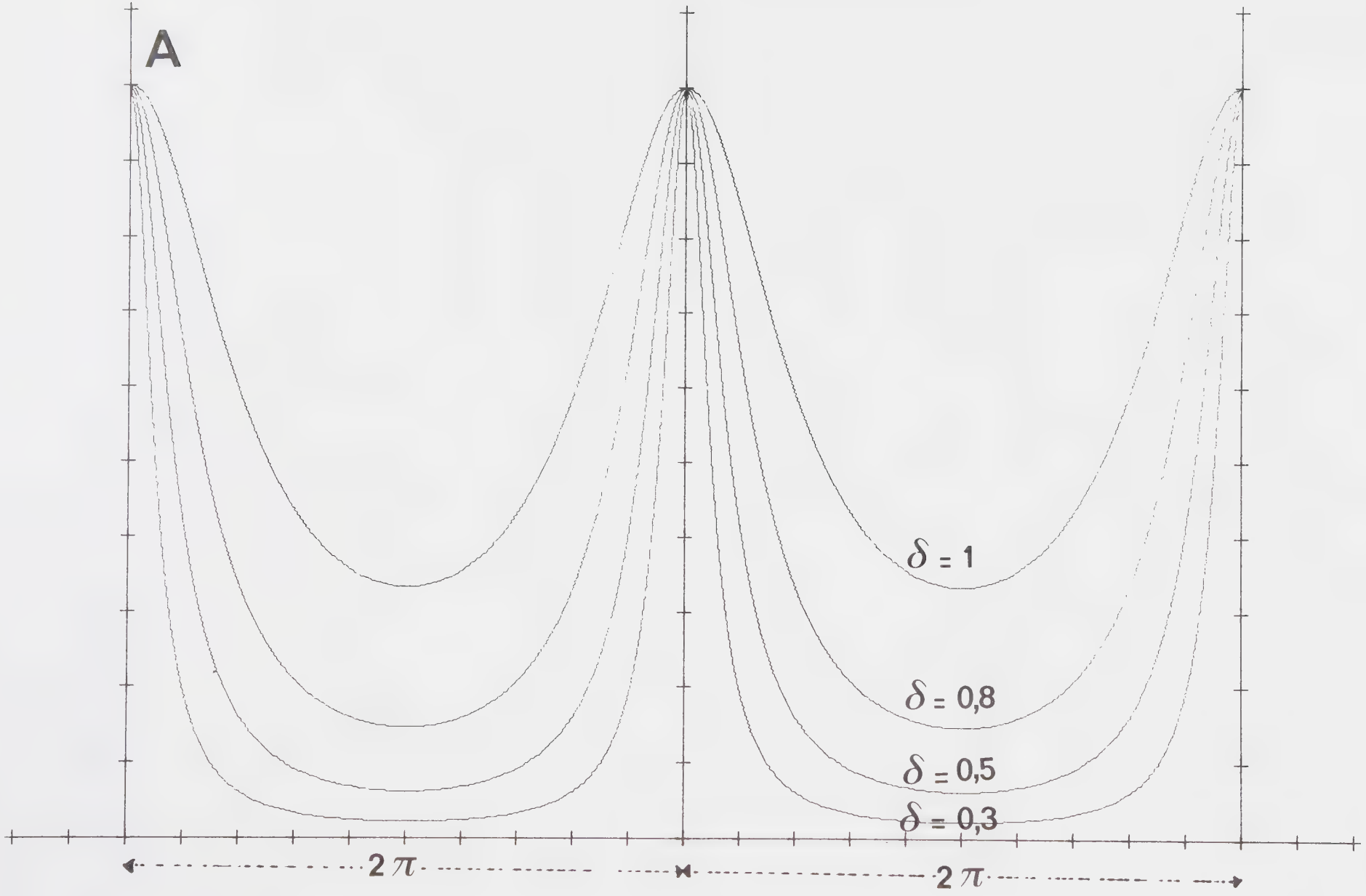


fig.4

$$a = \Delta\sigma_i \ \frac{1 - R}{2\pi\sqrt{R}}$$

ou encore

$$a = \frac{\Delta\sigma_i}{2N_R}$$

en posant $N_R = \frac{\pi\sqrt{R}}{1 - R}$, N_R finesse réflectrice.

Il peut être avantageux d'exprimer la fonction d'Airy d'une manière différente. On démontre, en effet, (cf. annexe B) l'identité :

$$A(\xi) = \frac{T^2}{(1 - R)^2} \ \frac{\text{th } \delta/2}{\delta/2} \ \sum_{q=-\infty}^{\infty} \left[1 + \frac{\xi - 2\pi q}{\delta} \right]^{-1}$$

Dans cette expression

$$\delta = - \text{Ln } R = \text{Ln } 1/R$$

$$\text{th } \frac{\delta}{2} = \left[\frac{T^2}{1 - R} \right]^{-1}$$

ce qui donne plus simplement :

$$A = \frac{2}{\delta} \sum \frac{1}{1 + \left(\frac{\xi - 2\pi q}{\delta}\right)^2}$$

ou

$$A = 2 \sum \frac{\delta}{\delta^2 + (\xi - 2\pi q)^2}$$

tableau de correspondance $\delta \leftrightarrow R$

R	0,90	0,80	0,70	0,60	0,50	0,45
δ	0,105	0,223	0,357	0,511	0,693	0,798

Si l'on pose

$$L_A(\xi) = \frac{\delta}{\delta^2 + \xi^2} \quad ,$$

Cette fonction est une fonction de Lorentz de demi-largeur à mi-hauteur égale à δ.

La fonction d'Airy peut alors être représentée par la convolution de $L_A(\xi)$ avec la fonction $\text{Ш}(\frac{\xi}{2\pi})$. Cette fonction Ш ("cha") est parfois appelée la fonction "peigne de Dirac").

$$\text{Ш}(z) = \sum_{-\infty}^{+\infty} \delta(z - n)$$

où δ,(à ne pas confondre avec la notation précédente où δ = Ln 1/R),est la fonction de Dirac habituelle.

On a donc

$$A(\xi) = \text{Ш}(\tfrac{\xi}{2\pi}) * L_A(\xi)$$

Il est clair que cette somme de fonctions L, de $-\infty$ à $+\infty$ se réduira à quelques éléments si la contribution devient négligeable au-delà d'un certain rang :

$$A = \sum_{q=q_o-k}^{q_o+k} \frac{\delta}{\delta^2 + 4\pi^2 (q_o - q)^2}$$

en posant $q = \frac{\xi}{2\pi}$, ordre d'interférence.

Cette condition dépendra de δ, c'est-à-dire de la largeur de la courbe de "résonance" devant l'intervalle 2π entre deux ordres d'interférences ; ceci est schématisé sur la figure 4 qui montre les additions successives des courbes décalées et met en évidence le comportement périodique de l'interféromètre et le recouvrement des ordres dès que δ n'est pas négligeable devant 2π . On retrouve également dans cette description le caractère de résonateur de l'interféromètre qui transmet un maximum d'énergie lorsque les rayons sont en "phase". Cette description sera particulièrement utile lors des calculs sur ordinateur.

Comme le montre le calcul développé en annexe B, la finesse est reliée au paramètre δ par la formule

$$N = \left[(2/\pi) \arcsin\left(\operatorname{sh} \frac{\delta}{2}\right)\right]^{-1}$$

ou encore

$$\sin \frac{\pi}{2N} = \operatorname{sh} \frac{\delta}{2}$$

Dans le cas des pouvoirs réflecteurs élevés où la finesse est grande, on retrouve l'expression habituelle de la finesse.

2.2 - Les défauts de polissage.

On admet que la fonction D_g qui représente les micro-défauts de polissage est une distribution gaussienne de la forme

$$G_A(\xi) = D^{-1} \pi^{-1/2} \exp(-\xi^2/D^2)$$

où

$$D = 2\pi D_g / \Delta\sigma_i \sqrt{\text{Ln}2}$$

avec

$$D_g = \Delta\sigma_i / 2N_{D_g}$$

N_{D_g} est un coefficient de finesse que nous prendrons, suivant CHABBAL, égal à $n^*/4{,}7$. n^* est une constante reliée aux défauts de polissage, défauts dont l'ordre de grandeur est donné à λ/n^* . Ici, nous aurons $n^* = 200$ pour λ dans le vert, ce qui donne évidemment une finesse plus faible dans le domaine de travail :

$n^* = 87$ pour la raie du zinc (2140 Å)
$n^* = 67$ pour la raie du mercure (1850 Å)

2.3 - Défauts de sphéricité.

On tient parfois compte de la courbure des lames en représentant la flèche par une fonction crénau :

$$\Pi_S(\xi) = (\Delta\sigma/4\pi d_f)\, \Pi(\xi)$$

où

$$\Pi(\xi) = \begin{cases} 1 \\ 1/2 \\ 0 \end{cases} \quad \text{pour} \quad \begin{cases} |\xi| < \dfrac{2\pi d_f}{\Delta\sigma_i} \\ " \;=\; " \\ " \;>\; " \end{cases}$$

en définissant $d_f = \Delta\sigma_i / 2N_{D_f}$

et $N_{D_f} = m^*/2$, la flèche étant alors λ/m^*.

Dans le cas de notre interféromètre de 35 mm de diamètre, nous avons considéré cette fonction comme négligeable.

2.4 - La fonction diaphragme.

Le diaphragme est représenté par une fonction carrée également :

$$\Pi_F(\xi) = (\Delta\sigma_i / 4\,\pi\, f)\ \Pi(\xi)$$

avec

$$\Pi(\xi) = \begin{cases} 1 \\ 1/2 \\ 0 \end{cases} \quad \text{pour} \quad \xi \begin{cases} < 2\,\pi\, f/\Delta\sigma_i \\ = \quad " \\ > \quad " \end{cases}$$

f, qui représente la demi-largeur à mi-hauteur de cette courbe, est calculée par la formule

$$f = \sigma\, d^2 / 4\, L^2$$

où d est le diamètre de l'ouverture circulaire
L est la distance focale de l'objectif.

En principe, cette fonction est indépendante de l'épaisseur e de l'interféromètre, c'est pourquoi on définit parfois une finesse équivalente $N_g = \Delta\sigma_i/2f$.

En fait, on ajustera dans tous les cas le diaphragme en fonction de l'épaisseur de l'interféromètre, c'est-à-dire, en fonction du diamètre des anneaux. Il est bon, en effet, d'utiliser le maximum possible d'ouverture sans détruire la finesse, c'est-à-dire, de prendre le diamètre de l'ouverture égal à $\sqrt{2}\,r/N$ (r rayon du premier anneau calculé avec un ordre d'interférence entier au centre, N finesse globale).

En résumé, la fonction d'appareil de l'interféromètre peut être représentée par

$$A = L_A * \text{Ш} * G_A * \Pi_F$$

On voit, d'après ceci,et d'après les propriétés de la convolution, que :

$$A = V_A * \Pi_F * \text{Ш}$$

où $V_A = L_A * G_A$ est un profil de Voigt, composition du profil de Lorentz de l'interféromètre L_A, c'est-à-dire de ses propriétés réflectrices et du profil de Gauss G_A, représentant les défauts de poli des lames.

III - LA FONCTION SOURCE.

3.1 - Profil de Voigt de la source.

Comme nous l'avons déjà indiqué, on peut décrire *a priori* la fonction $I(\sigma)$ représentant le rayonnement spectral comme une composition du profil naturel et du profil Doppler.

En reprenant les notations utilisées au chapitre II, la "largeur naturelle" est donnée par :

$$\Delta\nu_N = \frac{1}{2\,\pi\,\tau} \qquad \text{ou} \qquad \Delta\sigma_N = \frac{\Delta\nu_N}{c}$$

La largeur Doppler est :

$$\Delta\nu_D = \frac{2}{\lambda_o}\sqrt{\frac{2R}{M}}\sqrt{\text{Ln}2}\sqrt{T_S}$$

où T_S est la température de la source.

Les profils seront donc :

$$L_S = \frac{1}{1 + \frac{x^2}{l^2}} \quad , \; l, \text{ mi-largeur à mi-hauteur}$$

$$G_S = e^{-x^2/g^2} \quad , \quad g\sqrt{Ln2}, \text{ mi-largeur à mi-hauteur}$$

ou plus explicitement

$$L_S = \frac{1}{\left[1 + \frac{\sigma - \sigma_o}{\frac{\Delta\sigma_N}{2}}\right]^2} \quad ; \quad G_S = e^{-\left[\frac{\sigma - \sigma_o}{\frac{\Delta\sigma_D}{2\sqrt{Ln2}}}\right]^2}$$

Il convient de choisir une variable pour étudier ces profils. Afin de travailler avec des nombres sans dimensions, nous avons choisi

$$x = \frac{\sigma - \sigma_o}{\frac{\Delta\sigma_D}{2\sqrt{Ln2}}}$$

Ce qui revient à poser g = 1.

On en déduit

$$l = \frac{\Delta\sigma_N}{2} \Big/ \frac{\Delta\sigma_D}{2\sqrt{Ln2}} = \frac{\Delta\sigma_N}{\Delta\sigma_D}\sqrt{Ln2}$$

C'est le paramètre appelé "a" par MITCHELL et ZEMANSKY ou $1/\eta$ par TUDOR DAVIES et VAUGHAM :

$$a = \frac{\Delta\sigma_N}{\Delta\sigma_D}\sqrt{Ln2} \qquad \eta = 1/a$$

(x étant désigné par ω dans les calculs de MITCHEL et ZEMANSKY). Les tableaux 2 à la fin du § IV (page 106) montrent la variation de $\Delta\sigma_D$ en fonction de T pour le zinc et pour le mercure.

La recherche d'un profil représentant la source nécessite une hypothèse de départ sur le paramètre a, c'est-à-dire, sur $\Delta\sigma_N$ qu'en principe nous ignorons. On se rend compte en fait que les profils calculés varient de façon imperceptible sur un enregistrement fictif dans un domaine assez large de variation de a.

La largeur naturelle des raies étudiées est relativement faible devant la largeur Doppler, ce qui fait que les raies ont un profil pratiquement gaussien.

3.2 - La structure des raies.

Pour tenir compte des différences isotopes et de la structure fine des raies, on décrira le profil comme une somme des profils de chaque composante V_1, V_2... V_n affectés du poids A_n correspondant à leur abondance relative et déplacés d'une valeur convenable x_n dans l'échelle des nombre d'onde

$$V = A_1 V(x - x_1) + A_2 V(x - x_2) \; \ldots \text{ etc...}$$

$$V = \sum_1^n A_n V(x - x_n)$$

Ainsi, pour le zinc (figure 5 et tableau 3), on a trois composantes principales σ_{64}, σ_{66} et σ_{68}, correspondant aux trois isotopes pairs dont les abondances relatives sont respectivement :

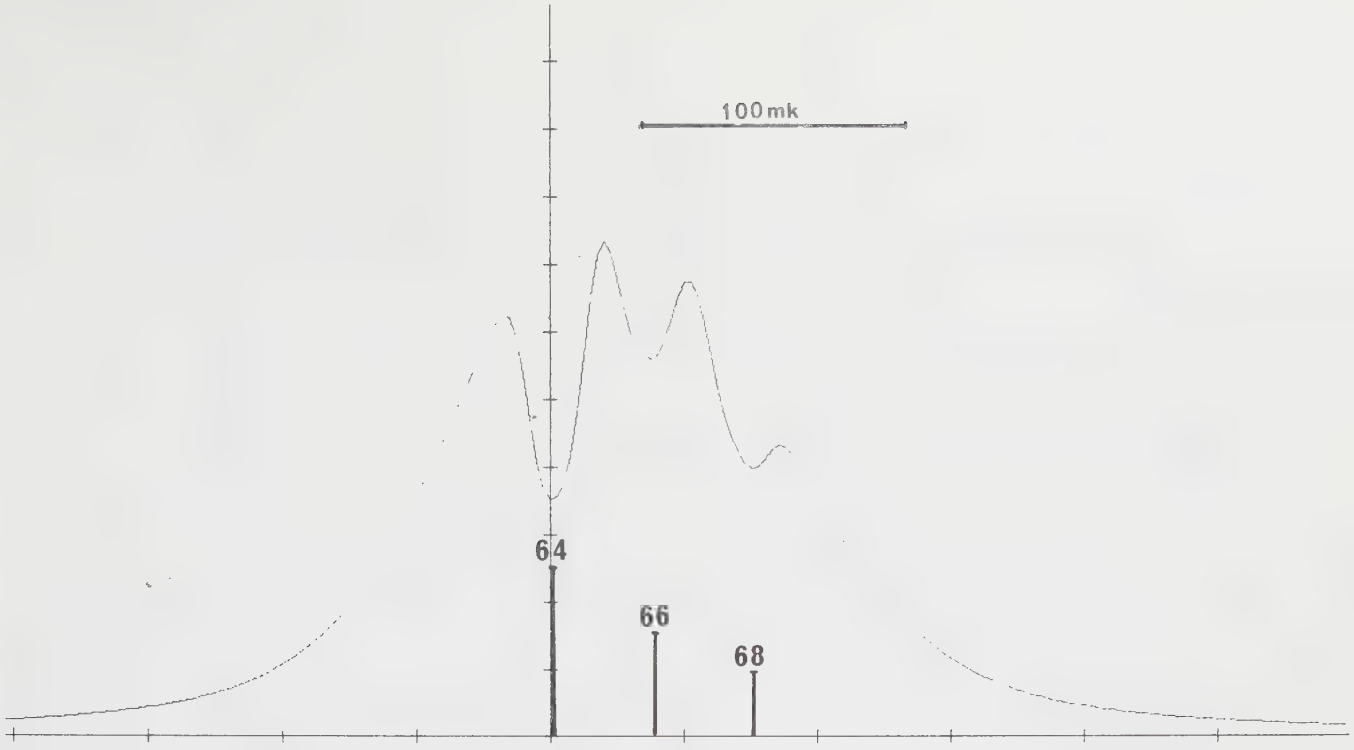


FIG. 5. Tableau 3 - Structure isotopique du zinc

Isotope	64	66	68
Abondance (%)	48,87	27,62	18,71
Ecart (mk)	0	16	33

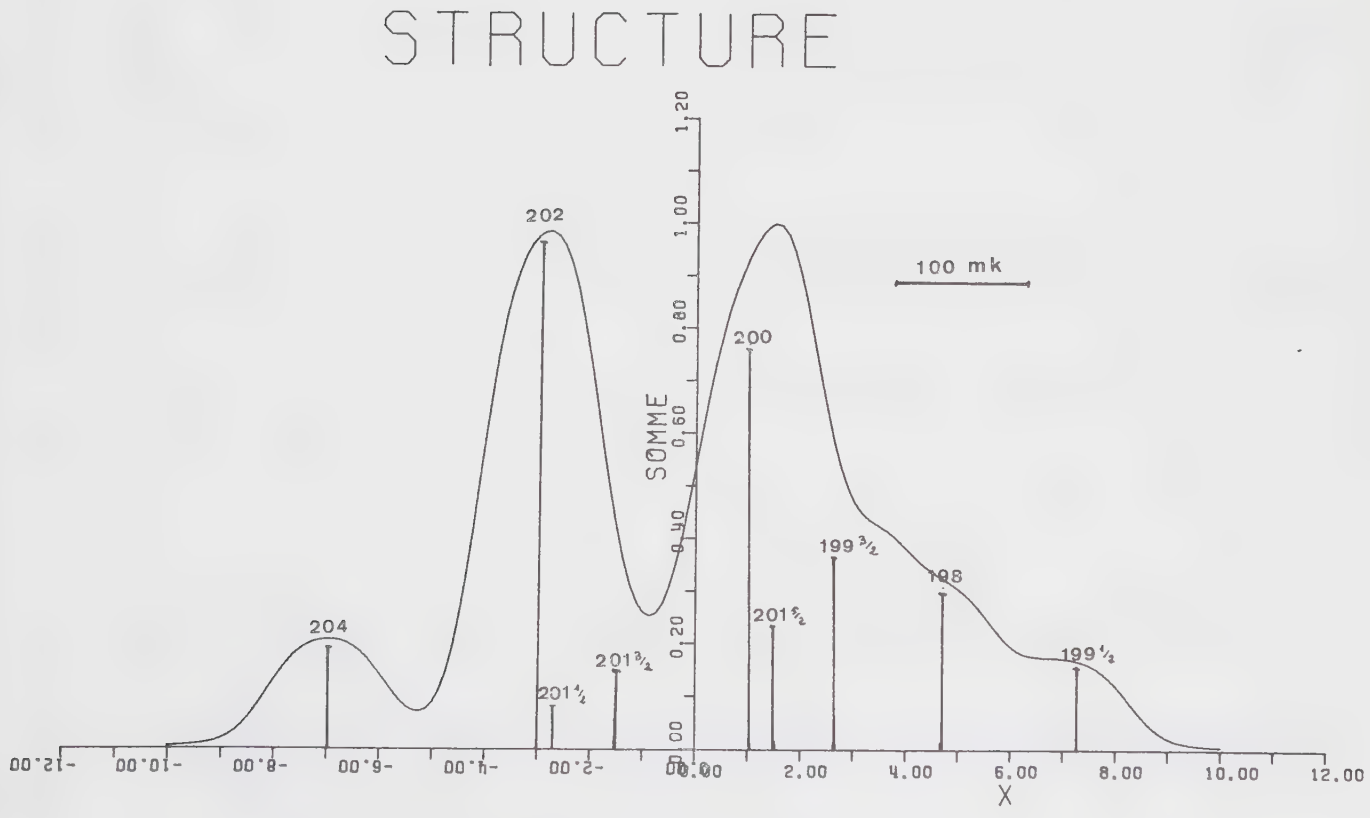


FIG. 6. Tableau 4 - Structure isotopique du mercure

Isotope	204	202	201 $\frac{1}{2}$	201 $\frac{3}{2}$	200	200 $\frac{5}{2}$	199 $\frac{3}{2}$	198	199 $\frac{1}{2}$
Abondance (%)	6,84	29,72	2,28	4,56	23,10	6,83	10,97	10,02	5,48
Ecart (mk)	-280	-121	-110	-61	44	61	107	187	287

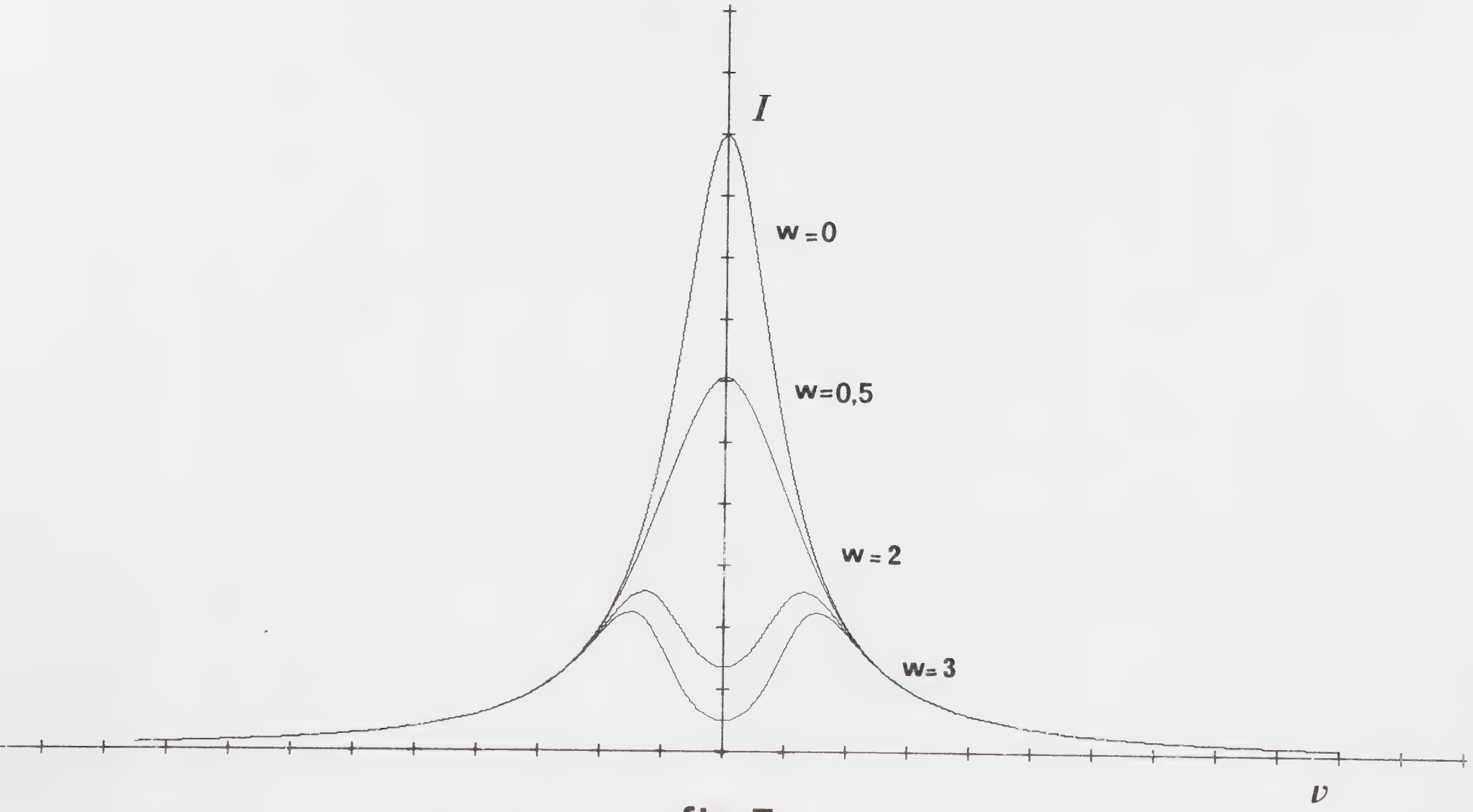


fig.7

48,87 % ; 27,62 % ; 18,71 %

Les décalages sont, à partir de σ_{64}, pris comme origine :

σ_{66} à 16 cm^{-1}, σ_{68} à + 33 cm^{-1}

Pour le mercure, les composantes :

σ_{196} ; σ_{198} ; σ_{199} ; σ_{200} ; σ_{201} ; σ_{202} ; σ_{204} ont pour abondance relative :

0,16; 10,02 ; 16,92 ; 23,10 ; 13,22 ; 29,72 ; 6,84 %

En outre, les composantes des isotopes impairs se répartissent de la façon suivante suivant la règle I + J = F.

σ_{199} , F = 1/2, A = 5,48 % ; F = 3/2, A = 10,97 %

σ_{201} , F = 1/2, A = 2,28 % ; F = 3/2, A = 4,56 % ; F = 5/2, A = 6,83 %.

ce qui donne le schéma de la figure 6, compte-tenu des écarts de chaque composante par rapport au centre de gravité de la raie, écarts résumés, avec les abondances, dans le tableau 4 où nous avons repris les valeurs de LEBOUCHER (15).

3.3 - La forme des raies d'émission.

On sait que lorsqu'une lumière est émise par une source quelconque, son rayonnement est en général absorbé lors de la traversée des couches extérieures plus froides que son centre. Le phénomène est appelé auto-absorption (self-absorption). Il peut arriver que l'absorption au centre de la raie soit plus forte que sur les ailes de la courbe $I_\nu(\nu)$ et, en conséquence, la raie produite est moins intense au centre que sur les ailes. Dans ce cas, on emploiera alors le terme d'auto-renversement (self-reversal) qui n'est qu'un cas particulier de l'auto-absorption.

L'étude de ces phénomènes a été faite de façon exhaustive par plusieurs auteurs, notamment SIBAYA (16) et COWAN et DIEKE (17). Selon ces travaux, on peut distinguer deux cas extrêmes : la source entière homogène et la source entièrement inhomogène. Les sources réelles se situeront en général entre ces deux cas.

En tenant compte de la théorie du rayonnement émis par les atomes, on a pour expression de l'intensité à une distance r de la source :

$$I(\nu,r) = I_0\, P_e(\nu,r_0).\ \exp\left[(-\, h\nu_0 B/c \int_{r_0}^{r} n_a(x)\, P_a(\nu,x)\ dx\right]$$

- $I_0\, P_e(\nu,r_0)$ représenterait la distribution en intensité s'il n'y avait pas d'absorption. $P_e(\nu,r_0)$, profil d'émission, peut être un profil de Lorentz ou de Gauss ou plus généralement de Voigt (§1.2) ; de même pour P_a, profil d'absorption.
- $n_a(x)$ est la densité d'atomes capables d'absorber le rayonnement entre r_0 et r, B la probabilité de la transition d'absorption correspondante, r_0 et r sont les distances prises à partir du centre de la source.

3.3.1 - Cas simplifié.

Si la source était ponctuelle, on pourrait considérer que (loi de Kirckhoff) :

$$P_e(\nu,x) = P_a(\nu,x) = P(\nu,x)$$

et P, indépendant de x, serait seulement fonction de ν :

En introduisant la quantité :

$$w = (h\ \nu_o\ B/c) \int n_a(x)\ dx$$

l'expression de l'intensité devient alors

$$I(\nu) = I_o\ P(\nu)\ \exp\left[-\ w\ P(\nu)\right]$$

(Nous prendrons toujours les $P(\nu)$ normés de telle sorte que $P(\nu_o)$ soit égal à 1).

Pour une raie donnée B est constant et w est une quantité fonction de la densité de vapeur absorbante. Une étude sommaire montre que pour w >1, la raie est auto-renversée, quelle que soit son profil.

La figure 7 représente des courbes de Voigt auto-absorbées pour différentes valeurs du paramètre w.

3.3.2 - Cas général.

Dans le cas général, on doit tenir compte non seulement de la densité spatiale des atomes absorbants $n_a(x)$ mais aussi de la densité $n_e(x)$ des atomes émetteurs. En posant $u = \nu - \nu_o$, on peut alors réécrire l'expression du § 3.3 sous la forme :

$$I(u) = I_o\ P(u) \int_{-} \bar{n}_e(r)\ \exp - \left[w\ P(u) \int_r^{\infty} \bar{n}_a(x)\ dx\right] dr$$

où

$$\bar{n}_e(r) = n_e(r)\ N_e \quad ; \quad \bar{n}_a(r) = n_a(r)/N_a$$

a vec $N_e = \int_{-\infty}^{\infty} n_e(r)\ dr$ et $N_a = \int_o^{\infty} n_a(r)\ dr$

En introduisans les abréviations :

$$\mu(u) = w\ P(u)$$

valeur de l'exposant pour r = 0,

et

$$y = \int_r^{\infty} \bar{n}_a(x)\ dx$$

$$E(y) = \bar{n}_e(r)/\bar{n}_a(r)$$

On a alors

$$I(u) = I_o\ P(u) \int_o^2 E(y)\ e^{-\mu(u)y}\ dy$$

La forme de la raie dépend donc de trois facteurs :

- la fonction P(u), profil de la raie en l'absence d'absorption ;
- le paramètre d'absorption w ;
- E(y) qui mesure "l'excitation" relative en un point particulier.

La condition d'auto-renversement qui traduit l'existence d'un minimum s'écrit donc :

$$\int_0^2 \left[1- \mu\, y\right] E(y)\, e^{-\mu y}\, dy = 0$$

3.3.3 - Source uniformément excitée.

Dans le cas d'une source uniformément excitée (E = constante), cette dernière expression se réduit à

$$2e^{-2\mu} = 2e^{-2w\,P(u)} = 0$$

qui n'a pas de solution pour des valeurs finies de w. Dans ce cas, il n'y a donc pas renversement possible.

Sous réserve de l'hypothèse $P_e = P_a$, on peut réduire l'expression de l'intensité à :

$$I(u) = I_o \frac{P(0)}{2w} \left[1 - e^{-2w\,P(u)}\right]$$

3.3.4 - Source non homogène.

COWAN et DICKE posent comme hypothèse que $\overline{n_e(r)}$ peut être mis sous la forme :

$$\overline{n_e(r)} = \frac{n}{2}\, \overline{n_a(r)} \left[\int_{|r|}^{\infty} \overline{n_a}(x)\, dx\right]^{n-1}$$

où n est un entier positif, la facteur n/2 venant de la normalisation.

L'expression de l'intensité devient alors :

$$I(u) = I_o\, P(u)\, \frac{n}{2}\left\{\int_0^1 y^{n-1}\, e^{-\mu y} + e^{-2}\int_0^1 y^{n-1}\, e^{\mu y}\, dy\right\}$$

qui peut s'intégrer par parties et se réduire à :

$$I(u) = I_o\, P(u)\, e^{-\mu} \sum_{j=o}^{\infty} \frac{n!\,\mu^{2j}}{(2j+n)!}$$

Les deux cas limites sont n = 1 où l'on retrouve l'expression ci-dessus, et $n \to \infty$ qui redonne l'expression du modèle simplifié :

$$I(u) = I_o\, P(u)\, e^{-wP(u)}$$

Dans le cas où n > 1, l'auto-renversement est toujours possible.

3.3.5 - Dissymétrie des profils.

La plupart des profils de source montrent une dissymétrie due en toute hypothèse aux effets d'élargissement de type Holtsmark (effets de pression) qui sont dissymétriques.

Comme notre propos n'est pas d'étudier la fonction source pour elle-même mais de concevoir une fonction suffisamment proche pour la simuler, nous avons pris en compte cet effet de dissymétrie en décentrant la courbe d'auto-absorption.

Par comparaison avec les enregistrements expérimentaux, on arrive ainsi à une représentation satisfaisante de la fonction source.

Ainsi, dans le cas du zinc, on observe que dans les conditions habituelle de nos expériences, la raie n'est pas renversée. On arrive à un accord très satisfaisant des courbes expérimentales et théoriques en adoptant pour la fonction source l'expression

$$I = I_o \frac{P(0)}{2w} \left[1 - e^{-2w\, P(u - u_o)} \right]$$

avec $P(u - u_o) = V(J - K)$ où J représente le numéro du point courant du profil de Voigt ($V(0) = 1$), u_o le décalage en nombre d'onde, K le décalage entier qui représente K fois le pas choisi pour décrire la courbe. u_o et K introduisent le facteur de dissymétrie.

On prendra, en général, dans nos calculs $P(0) = 1$ (sauf si l'on veut comparer divers profils entre eux). Pour normer I, il suffira alors de calculer des expressions du type :

$$I = \left[1 - e^{-2w\, V(I-K)} \right]$$

IV - LES PARAMETRES DE L'ABSORPTION DU JET ATOMIQUE.

Nous avons vu au § 1.1.1 que le coefficient d'absorption k_ν d'une raie spectrale est défini par

$$I_\nu = I_o\, e^{-k_\nu x}$$

où x est l'épaisseur de l'absorbant,
k_ν dépend des processus de formation de la raie d'absorption et donc, en général, est une fonction de Voigt :

$$k_\nu = (2k_o/\pi\Delta\nu_N) \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-\left[\frac{2\delta}{\Delta\nu_D}\sqrt{Ln2}\right]^2}}{1 + \left[\frac{2}{\Delta\nu_N}(\nu - \nu_o) - \delta)\right]^2}\, d\delta$$

où, en conservant les notations du chapitre 2 :

$$\omega = \frac{2(\nu - \nu_o)\sqrt{Ln2}}{\Delta\nu_D} \quad ; \quad a = \frac{\Delta\nu_N}{\Delta\nu_D}\sqrt{Ln2} \quad ; \quad y = \frac{2\delta}{\Delta\nu_D}\sqrt{Ln2}$$

On a donc

$$k_\nu = k_o \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-y^2}}{a^2 + (\omega - y)^2}\, dy$$

D'autre part

$$k_o = \frac{2}{\Delta\nu_D} \sqrt{\frac{Ln2}{\pi}}\, \frac{\pi e^2}{mc}\, Nf$$

Pour déterminer la forme de la raie d'absorption, il faut donc connaître : l'épaisseur de l'absorbant, x ; le coefficient k_o qui dépend de N, nombre d'atomes par unité de volume, de f la force d'oscillateur et de $\Delta\nu_D$, largeur Doppler, elle-même fonction de la température ; le coefficient 'a', enfin, rapport d'amortissement naturel qui définira la profil de Voigt de cette raie d'absorption.

Le nombre N est déterminé par mesure directe, c'est-à-dire, par "pesée" à la microbalance des atomes issus du jet atomique. La relation entre l'intensité de la raie d'absorption, le nombre d'atomes

responsables de cette absorption et la valeur f de la force d'oscillateur est appelée "courbe de croissance".

En fait, pour plus de rigueur, nous devons considérer que N est variable suivant les coordonnées spatiales. En effet, reportons-nous dès maintenant au schéma du faisceau lumineux traversant un jet atomique issu d'une source ponctuelle (fig. 8).

L'intensité transmise le long d'un rayon quelconque est

$$I(x, y, z) = I(-x, y, z) \quad \exp\left[-\int_{-x}^{x} N(x, y, z)\, k_\nu\,(x, y, z)\ dx\right]$$

k_ν représente, cette fois, le coefficient d'absorption d'un atome et non le coefficient intégré comme dans le cas où il est indépendant de x, c'est-à-dire des coordonnées spatiales.

4.1 - Etude de la fonction $\int N k_\nu dx$.

Le faisceau de rayons lumineux peut être défini comme un faisceau de rayons dont la longueur moyenne $2x_o$ est définie par la hauteur moyenne au-dessus du four, h.

On peut définir alors une densité optique moyenne de la façon suivante :

$$N k_\nu\ dx = \frac{\iiint N k_\nu\ dx\ dy\ dz}{\iint dy\ dz}$$

4.1.1 - Calcul de N(x, y, z).

La quantité N est déterminée à partir du nombre d'atomes qui sortent du four par seconde dans l'angle solide élémentaire d Ω, avec des vitesses comprises entre v et v + dv, suivant les calculs du chapitre 2, § 2.2.1 et 2.2.2.

$$N\ dv = K \cos\theta\ \beta^2\ v^2\ e^{-\beta^2 v^2}\ dv\ \ d\Omega$$

où K est une constante proportionnelle au flux total d'atomes par unité d'angle solide le long de l'axe des z ; θ l'angle entre l'axe de l'angle solide élémentaire dΩ et l'axe des z ; $\beta = \sqrt{M/2RT}$.

Nous verrons plus loin comment K est relié au flux mesuré à la microbalance.

En un point P(x, y, z) à une distance r du trou source, le nombre d'atomes ayant des vitesses comprises entre r et r + dr par unité de volume est :

$$N_v dv = K \frac{\cos\theta}{r^2}\ \beta^3\ v^2\ e^{-\beta^2 v^2}\ \ dv$$

où $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$.

Le nombre total d'atomes par unité de volume est donc :

$$N(x, y, z) = \int_o^\infty N_v dv = \frac{K\sqrt{\pi}}{4}\ \frac{\cos\theta}{r^2} = \frac{K\sqrt{\pi}}{4}\ \ \frac{z}{r^3}$$

4.1.2 - Calcul de $k_\nu(x, y, z)$.

Comme k_ν dépend (cf.3.1.2) de la vitesse de l'atome considéré, k_ν est donc une fonction des coordonnées du point en question. En fait, il ne dépend que de la vitesse "radiale", c'est-à-dire, de la composante de la vitesse suivant l'axe du faisceau lumineux, donc l'axe des x.

La valeur $k_\nu(x, y, z)$ dans la région $x > 0$, peut être écrite :

$$k_\nu\,(x, y, z) = \frac{\pi e^2}{mc}\; f\; \frac{\Gamma}{4\pi^2} \int_0^\infty \frac{P(\Delta\nu_o)\; d(\Delta\nu_o)}{(\nu_o + \Delta\nu_o - \nu) + (\Gamma/4\pi)^2}$$

Dans cette expression $P(\Delta\nu_o).\ d(\Delta\nu_o)$ représente la probabilité pour un atome d'avoir une composante de vitesse u qui donne un "déplacement" Doppler $\Delta\nu_o$ de la fréquence centrale de la raie d'absorption. Cette probabilité est donnée par le nombre d'atomes par unité de volume, N_u du, qui a une composante de vitesse u selon l'axe des x, divisé par le nombre total d'atomes par unité de volume :

$$N_u\; du = \frac{K\,\beta^3\; z\; u^2}{x^3} \qquad \exp\left[-\beta^2\, u^2\, \left(\frac{r}{x}\right)^2\right] du$$

On obtient cette expression, identique à l'expression ( ), en notant que, selon l'axe des x :

$$u_x^2 = \frac{v^2 x^2}{r^2} \qquad \text{et que } \cos\theta = z/r.$$

Comme, d'autre part, le "déplacement" Doppler de la fréquence est

$$\Delta\nu_o = \nu_o . u/c$$

On a donc

$$P(\Delta\nu_o)\; d(\Delta\nu_o) = \frac{4}{\sqrt{\pi}\;\Delta\nu_D} \left(\frac{r}{x}\right)^3 \left[\frac{\Delta\nu_o}{\frac{\Delta\nu_D}{2\sqrt{Ln2}}}\right]^2 \qquad \exp\left[-\frac{r}{x}.\ \frac{\Delta\nu_o}{\Delta\nu_D} \Big/ 2\sqrt{Ln2}\right]^2 d(\Delta\nu_o)$$

où $\dfrac{\Delta\nu_D}{2} = (\nu_o/\beta c)\sqrt{Ln2}$

Il en résulte :

$$k_\nu\,(x, y, z) = c_o\; f\; \frac{4a}{\pi} \int_0^\infty \frac{(r/x)^3\, \eta^2\, \exp\left[-(r\,\eta/x)^2\right]}{a^2 + (\omega - \eta)^2}\, d\eta$$

avec les notations habituelles, à savoir :

$$C_o = \frac{\sqrt{\pi}\, e^2}{mc\;\; \Delta\nu_D/2\sqrt{Ln2}} \quad ; \quad a = \frac{\Gamma}{4\pi\;\Delta\nu_D/2\sqrt{Ln2}} \quad ; \quad \eta = \frac{\Delta\nu_o}{\Delta\nu_D/2\sqrt{Ln2}} \quad ; \quad \omega = \frac{\nu - \nu_o}{\Delta\nu_D/2\sqrt{Ln2}}$$

De même, dans la région des x négatifs :

$$k_\nu\,(x, y, z) = -C_o\; f\; \frac{4a}{\pi} \int_{-\infty}^0 \frac{(r/x)^3\, \eta^2\, \exp\left[-(r\,\eta/x)^2\right]}{a^2 + (\omega - \eta)^2}\, d\eta$$

d'où l'expression finale de l'intégrale :

$$\int_{-x}^{+x} N\, k_\nu\, dx = \frac{\iiint \frac{K\sqrt{\pi}}{4}\, \frac{z}{r^3}\, \left(\frac{r}{x}\right)^2\; \frac{\eta^2\, \exp -(r\,\eta/x)^2}{a^2 + (\omega - \eta)^2}\, d\eta\; dx\; dy\; dz}{\iint dy\; dz}$$

Les bornes de l'intégrale sont

pour η: $-\infty$ à $+\infty$

pour x: $-z\,\mathrm{tg}\,\alpha$ à $+z\,\mathrm{tg}\,\alpha$ avec $\mathrm{tg}\,\alpha = \dfrac{x_o}{h}$

pour y: $-z\,\mathrm{tg}\,\beta$ à $+z\,\mathrm{tg}\,\beta$ avec $\mathrm{tg}\,\beta = \dfrac{y_o}{h}$

pour z: $+h - \varepsilon$ à $h + \varepsilon$

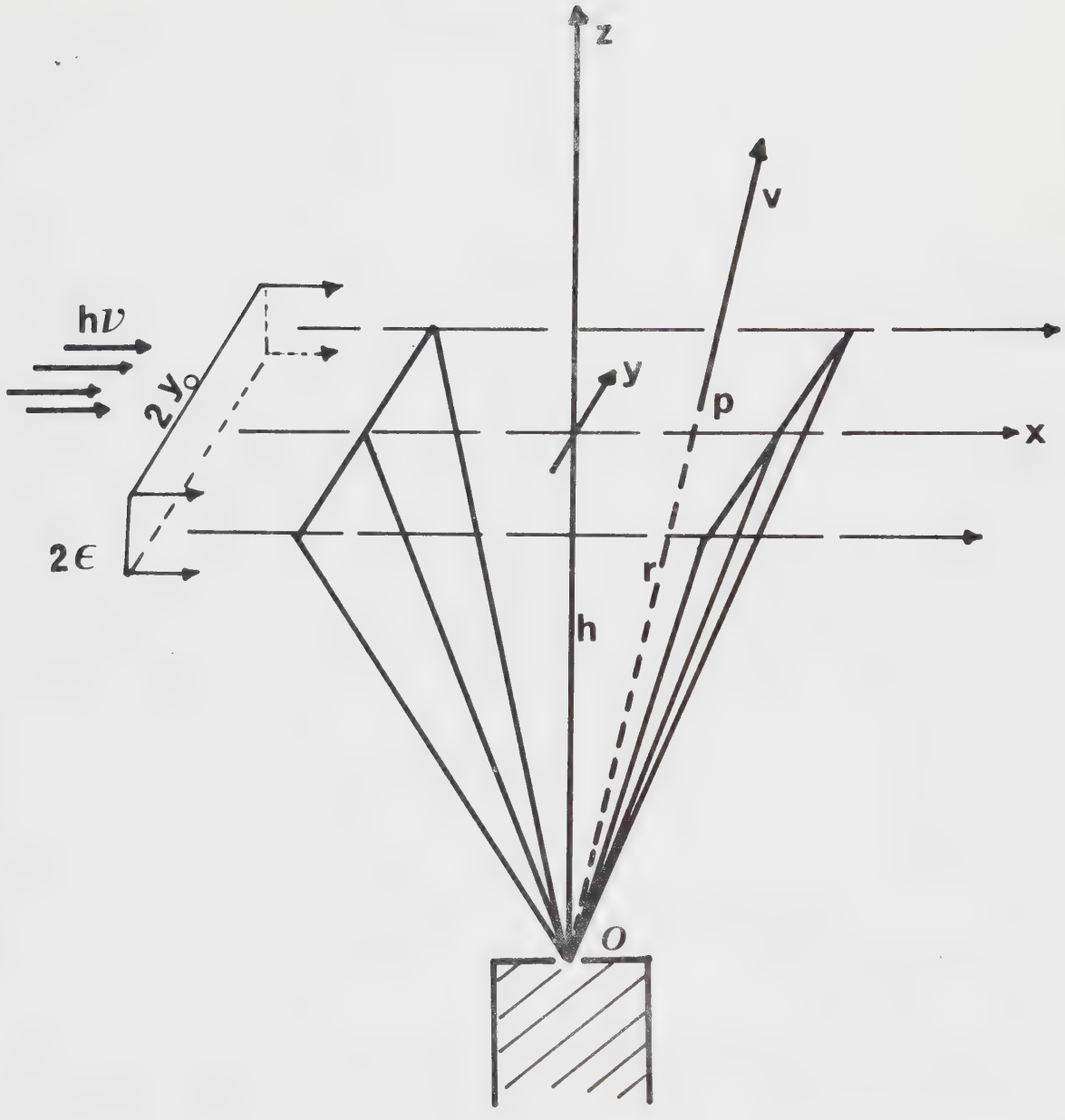


fig.8

FIG. 9a. Allure de l'intégrale du terme correctif.

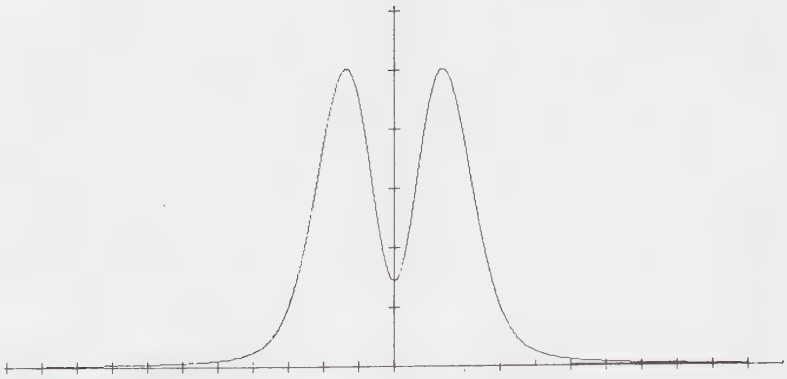


FIG. 9b. Profils de la raie d'absorption avec et sans correction de largeur dans le cas d'un jet très divergent.

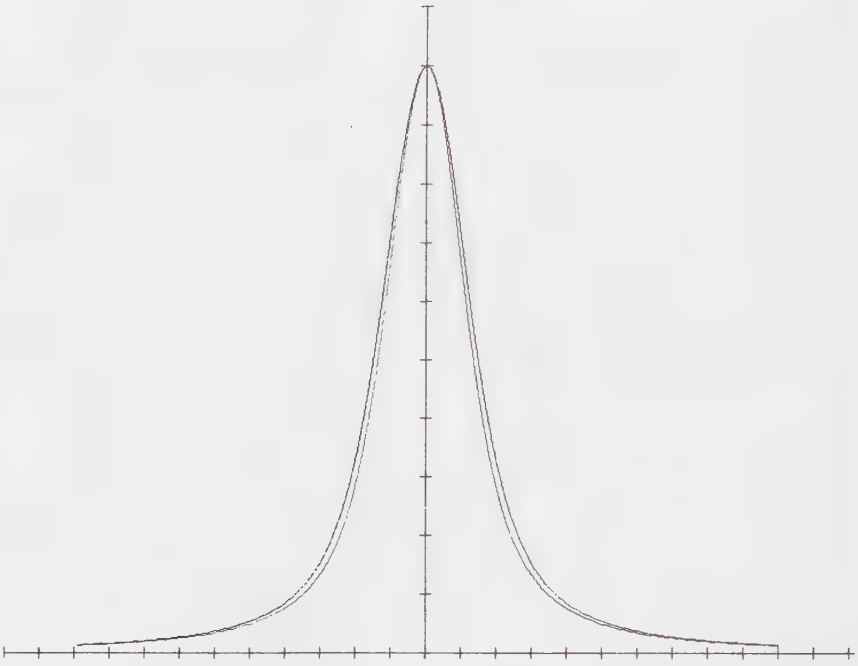
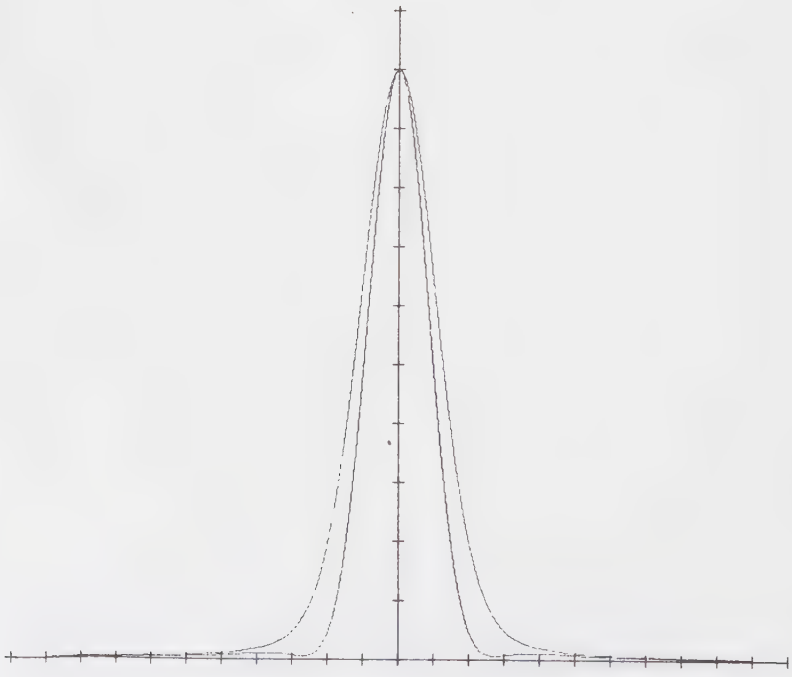


FIG. 9c. Profils de la raie d'absorption avec et sans correction de largeur dans le cas d'un jet peu divergent.



Cas particuliers :

a) examinons le cas où la largeur du faisceau lumineux est négligeable ($y_o \sim 0$) ainsi que son épaisseur ($\varepsilon = 0$).

L'intégrale se résume à

$$\int N(x, z_o)\, k_\nu(x, z_o) = \frac{2Cz_o^2}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\eta \int_o^x dx \, \frac{a}{a^2 + (\omega - \eta)^2} \, \frac{\eta^2}{x^2} \, \exp\left[- \eta^2 \left(1 + \frac{z_o^2}{x^2}\right)\right]$$

puisqu'alors $r^2 = x^2 + z_o^2$ et on a posé $C = \sqrt{\pi}\, C_o\, f\, K/2z_o$

L'intégrale en x peut être résolue, on obtient

$$\int N\, k_\nu\, dx = \frac{C}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{a}{a^2 + (\omega - \eta)^2} \, \exp\left(- \eta^2/\sin^2 \alpha\right) d\eta$$

Cette expression, obtenue par BELL et al. (18), donne la raie d'absorption sous la forme d'une fonction de Voigt, conbolution de la courbe de Lorentz d'amortissement naturel avec une fonction de Gauss dont la largeur Doppler est réduite du facteur sin α, ce qui montre clairement l'action de collimation de la géométrie du jet.

Bien souvent, 'a' est suffisamment faible pour qu'on puisse, en fait, le considérer comme nul, c'est-à-dire, affecter à la raie d'absorption un profil seulement gaussien puisque l'intégrale de densité optique devient alors :

$$\int_{-x_o}^{x_o} N\, k_\nu\, dx = C\, e^{-\omega^2/\sin^2 \alpha}$$

De nombreux auteurs (19, 20) procèdent de façon différente en considérant une densité moyenne d'atomes calculée dans le volume d'absorption. Si on conduit le calcul de cette façon, on peut, dans le cas d'un volume non négligeable ($Y_o \neq 0, \varepsilon \neq 0$), calculer cette densité moyenne où n_o est la densité au centre ($x = y = 0$, $z = z_o$) :

$$\overline{N} = \frac{\iiint N(x, y, z)\, dx\, dy\, dz}{\iiint dx\, dy\, dz}$$

Le calcul de cette intégrale donne pour résultat :

$$\overline{N} = \frac{n_o \ \text{arc sin}\left(2 \sin \alpha \sin \beta \sqrt{1 - \sin^2 \alpha \sin^2 \beta}\right)}{2 \operatorname{tg} \alpha \operatorname{tg} \beta \left(1 + \frac{\varepsilon^2}{2z_o^2}\right)}$$

Il est clair que lorsque ε et Y_o sont faibles, on trouve des formules d'approximation qui rejoignent celles de ces auteurs, et notamment celle de WESSEL (19) qu'on peut considérer comme le pionnier de ces méthodes :

$$n = n_o \, \frac{1}{1 + \frac{\varepsilon^2}{3z_o^2}}$$

Cependant, dans cette façon d'opérer, on considère le coefficient k_ν d'absorption comme indépendant des coordonnées, ce qui est inexact.

Dans le cas général, on peut intégrer en x l'intégrale. On trouve :

$$\frac{C}{\pi} \iiint \frac{z}{z^2 + y^2} \; e^{-\eta^2 \left(1 + \frac{z^2 + y^2}{z^2 \, tg^2 \, \alpha}\right)} \; \frac{a}{a^2 + (\omega - \eta)^2} \; d\eta \; dy \; dz$$

Si on adopte une forme de jet, ce qui est notre cas, telle que y_o soit toujours petit devant z_o, on peut intégrer facilement en y et en z. Il vient alors pour l'intégrale de la densité :

$$\frac{C}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{a}{a^2 + (\omega - \eta)^2} \; \exp\left(-\eta^2 / \sin^2 \alpha\right) d\eta$$

$$- \frac{C}{\pi} \; \frac{tg^2 \, \beta}{3} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{a}{a^2 + (\omega - \eta)^2} \; \exp\left(-\eta^2 / \sin^2 \alpha\right) d\eta$$

$$- \frac{C}{\pi} \; \frac{tg^2 \, \beta}{3 tg^2 \, \alpha} \int_{-}^{+} \frac{a}{a^2 + (\omega - \eta)^2} \; \exp\left(-\eta^2 / \sin^2 \alpha\right) d\eta$$

Les deux derniers termes sont des termes correctifs du premier terme qui est l'intégrale de BELL (18). Le second terme est en général négligeable puisque le facteur tg β est petit (< 0,02) et donc $tg^2 \, \beta$ *a fortiori*, et que l'intégrale est la même fonction que celle du terme principal. Le troisième terme est une intégrale du type de Voigt dont l'allure est décrite à la figure 9. Sa grandeur dépend du rapport $(Y_o / X_o)^2$, qui sera faible en général : ce qui fait que cette correction ne dépassera pas 1 % et pourra être négligée à la précision des mesures dans la plupart des cas.

Les seuls cas où $Y_o = X_o$ sont ceux des jets multicapillaires. Mais tous les calculs présentés ne s'appliquent que dans le cas d'un trou source et par conséquent toutes les formules seront à revoir. Il est évident que les sources multicapillaires, du fait de leur collimation, donnent des raies d'absorption très étroites, c'est pourquoi, après les avoir couramment utilisées pour la calibrage de la mesure des densités atomiques à la microbalance, nous les avons peu utilisées dans les études d'absorption. Il est clair, en effet, en examinant seulement en première approximation la formule, que le facteur $\sin^2 \alpha$ intervenant pour la largeur Doppler de la raie d'absorption, devient rapidement prohibitif.

4.2 - Calcul du coefficient K.

Dans le plan z = b, une petite surface dx dy reçoit un nombre d'atomes du jet égal à

$$\int_o^{\infty} \frac{K \cos \theta}{r^2} \; \beta^3 v^2 \; e^{-\beta^3 v^2} \; dx \; dy \; dz \; = \; \frac{K \, b^2}{2\beta} \; \frac{dx \; dy}{r^4}$$

puisque $\cos \theta = b/r$ et $r^2 = x^2 + y^2 + b^2$.

Si le détecteur est une surface circulaire de rayon ρ_o situé sur l'axe du jet à une distance z = b de la source, on a donc pour le nombre d'atomes frappant par seconde le détecteur :

$$Q_D = \frac{K \, b^2}{2\beta} \iint \frac{dx \; dy}{(x^2 + y^2 + b^2)^2} \; = \; \frac{K}{2\beta} \; \frac{\pi \, \rho_o^{\,2}}{(b^2 + \rho_o^{\,2})}$$

La quantité Q_D est mesurée par "pesée" sur la microbalance puisque nous obtenons (§ 3.2.5) le nombre d'atomes par cm^2 et par seconde que reçoit celle-ci, soit donc

$$Q_D/\pi\ \rho_o^2 = \frac{K}{2\beta\,(b^2 + \rho_o^2)} = Q_B \quad (at/cm^2.s)$$

On en déduit :

$$K = 2\ Q_B\ \beta\ (b^2 + \rho_o^2)$$

Ce calcul suppose que tous les atomes sont susceptibles d'absorber le rayonnement de résonance, ce qui est suffisamment valide aux températures considérées puisque tous les atomes sont pratiquement dans l'état fondamental.

4.3 - La largeur Doppler.

Nous avons vu que dans la formule de Mitchell et Zemansky, le coefficient k_o dépend de la largeur Doppler :

$$k_o = \frac{2}{\Delta\nu_D}\sqrt{\frac{Ln2}{\pi}}\ \frac{\pi e^2}{mc}\ Nf$$

Pour la rigueur du calcul, nous avons dû extraire N de cette formule et éventuellement f, ce qui nous a donné une constante C_o :

$$C_o = \frac{2}{\Delta\nu_D}\ \sqrt{\frac{Ln2}{\pi}}\ \frac{\pi e^2}{mc}$$

La constante C_o est essentiellement fonction de la température du four, par conséquent, qui détermine la largeur Doppler de la raie d'absorption. Le tableau 2 et les figures 10 et 11 montrent l'évolution de C_o en fonction de T et celle de $\Delta\nu_D/2\sqrt{Ln2}$, demi-largeur Doppler des raies étudiées.

On a, pour le zinc :

$$C_o = 2{,}0076/\sqrt{T}.10^{-10}\ cm^2$$

$$\Delta\nu_D = 4{,}14\ \sqrt{T}\quad mk$$

pour le mercure :

$$C_o = 3{,}0404/\ \sqrt{T}.\ 10^{-10}\ cm^2$$

$$\Delta\nu_D = 2{,}734\ \sqrt{T}\quad mk$$

En rappelant que :

$$C = \sqrt{\pi}\ C_o\ f\ K/2z_o$$

et que

$$K = 2\ Q_B\ \beta\ (b^2 + \rho_o^2) \simeq 2\ Q_B\ \beta\ b^2$$

qu'en outre

$$\beta\sqrt{\pi} = \frac{2}{v}$$

On a donc :

$$C = C_o.\ f.2\ \frac{Q_B}{v}\ \frac{b^2}{z_o} = 2\ C_o\ f\ \frac{Q_B}{v}\ \frac{b^2}{z_o}$$

où $Q_B/\bar{v}$ désigne la "densité" propre du jet atomique telle qu'elle a été calculée au tableau II du chapitre III. Le coefficient C est un nombre sans dimension puisqu'il représente le produit kx de l'équation de définition du coefficient d'absorption au sens habituel :

$$I = I_o\, e^{-kx}$$

Tableaux 2

Zinc

T (° C)	250	300	350	400	450
$C_o.10^{-12}$ (cm^2)	8,78	8,38	8,04	7,74	7,46
$\Delta\sigma/2\sqrt{Ln2}$ (mk)	56,9	59,5	62,1	64,5	66,9

Mercure

T (°C)	0	50	100	150	200	250
$C_o.10^{-12}$ (cm^2)	18,4	16,9	15,7	14,8	14	13,3
$\Delta\sigma/2\sqrt{Ln2}$ (mk)	27,1	29,5	37,1	33,8	35,7	37,55

V - RECONSTITUTION DES INTERFEROGRAMMES

Les figures 12 à 15 montrent des exemples d'enregistrement à reconstituer.

La figure 12 est un enregistrement des anneaux de la raie 2139 Å du zinc obtenue selon la méthode de variation de pression déjà décrite. Dans cette figure, la température du four est pratiquement constante. Le débit du jet Q_B, mesuré à la microbalance, donne le nombre d'atomes absorbants. La géométrie choisie dans cette expérience (trou source, large ouverture du jet atomique) donne une raie d'absorption dont on connaît les caractéristiques.

La figure 13 montre, dans cette même expérience, l'évolution des anneaux enregistrés, après la coupure du chauffage du four.Le jet est brusquement stoppé, la température du four décroît rapidement. Cet enregistrement n'est pas directement exploitable pour la mesure car la densité des atomes absorbants varie rapidement avec la température. Il constitue cependant un résumé parfaitement représentatif de l'évolution des anneaux lors de l'expérience complète.

La figure 14 est un interférogramme pris lors du fonctionnement d'un jet multicapillaire. On voit l'effet du clapet de fermeture du jet puisque des pics non absorbés encadrent des pics absorbés par le

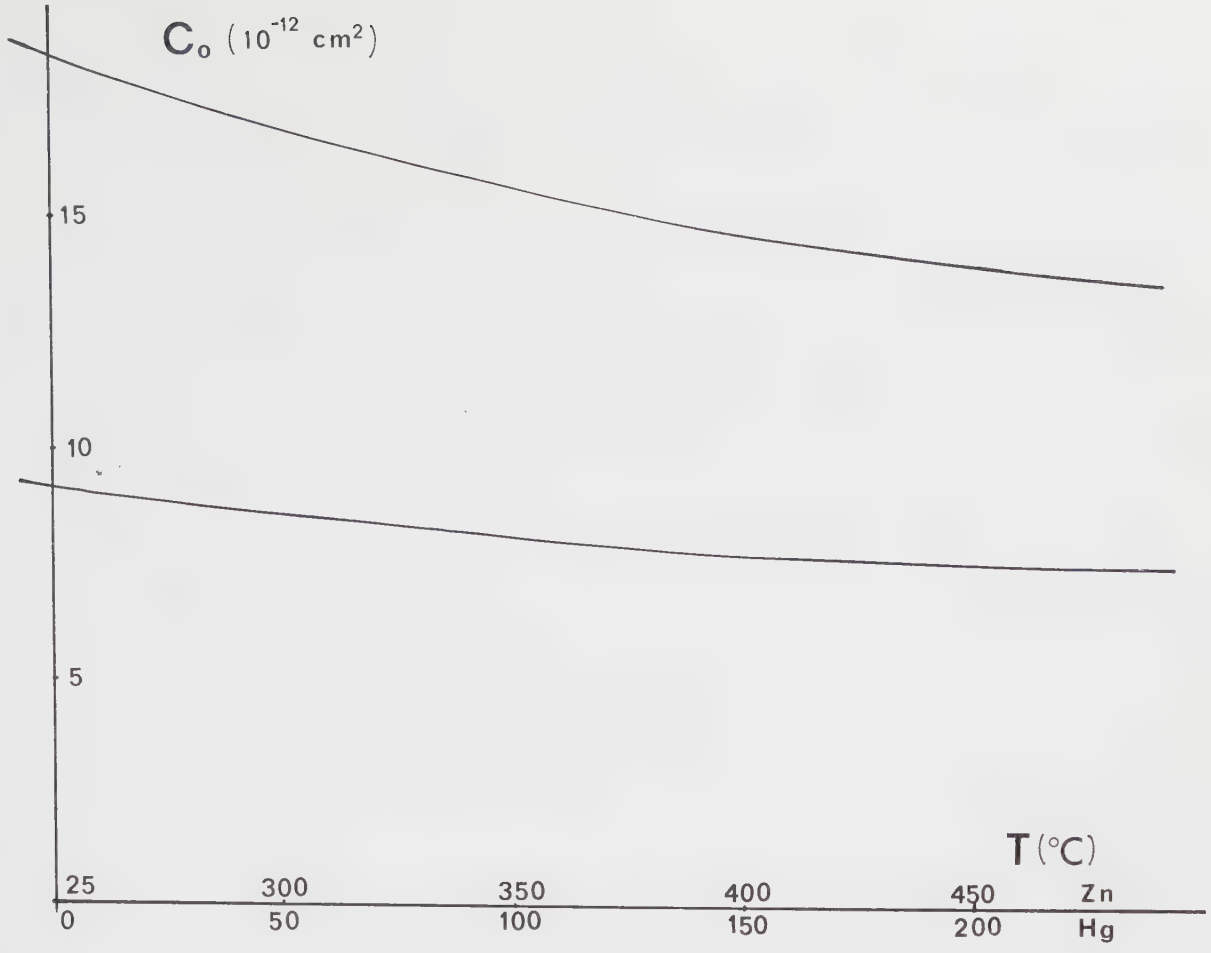

C_o (10^{-12} cm^2)
15
10
5
T(°C)
25
300
350
400
450
Zn
0
50
100
150
200
Hg

fig.10

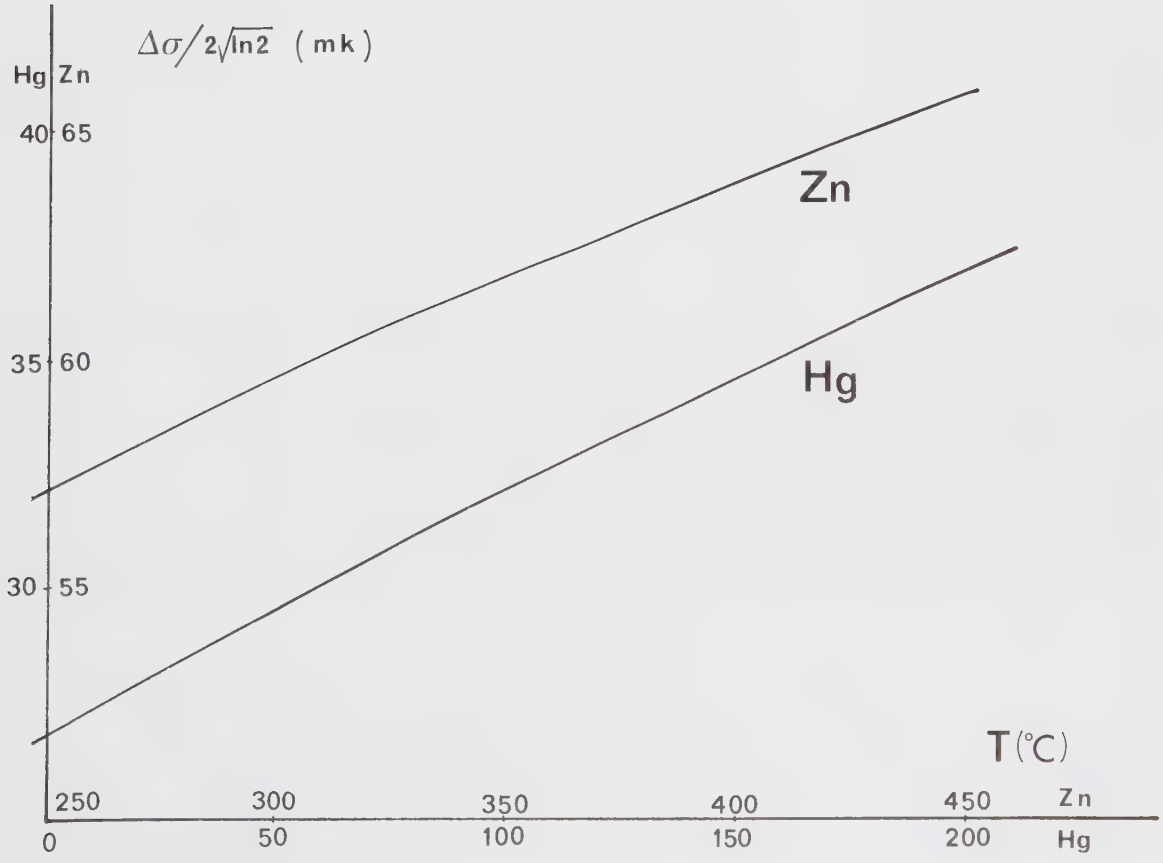

$\Delta\sigma/2\sqrt{\ln 2}$ (mk)
Hg Zn
40 65
35 60
30 55
Zn
Hg
T(°C)
250
300
350
400
450
Zn
0
50
100
150
200
Hg

fig.11

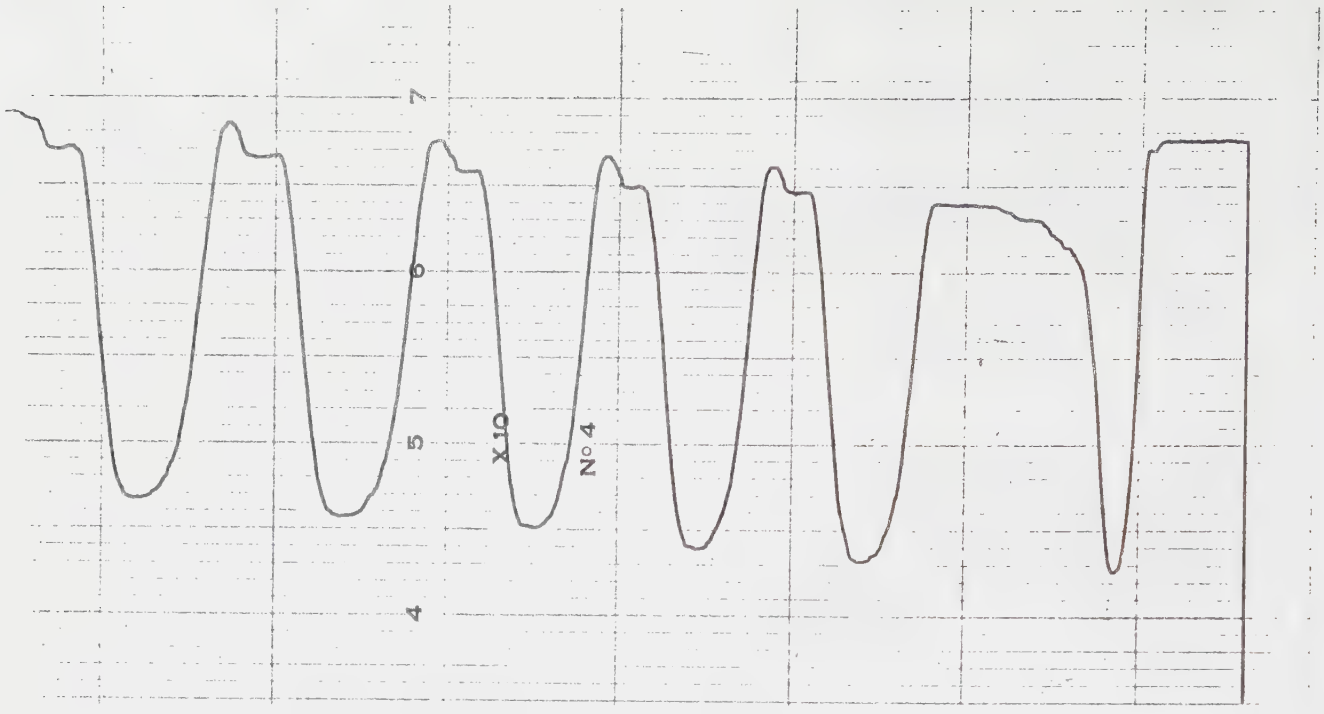


fig.12

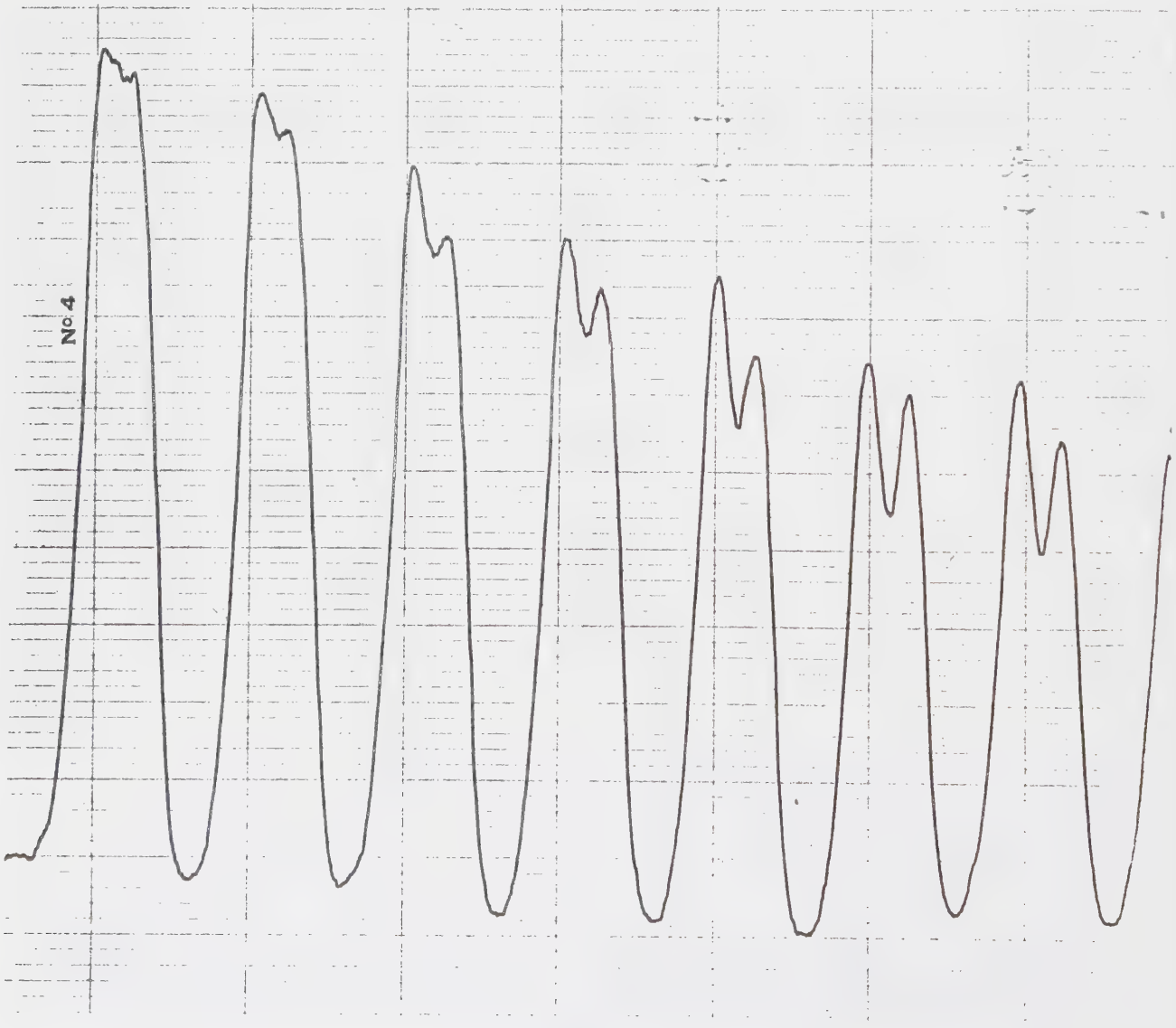


fig.13

jet. Cependant, la résolution est insuffisante pour mettre en évidence la forme de la raie d'absorption et seule la densité élevée des atomes absorbants provoque cette diminution visible de l'intensité des anneaux.

A plus haute résolution (figure 15), on observe à nouveau le phénomène de renversement pour des raies d'absorption de jets peu divergents.

Ces divers exemples d'enregistrements montrent clairement les types de fonctions à reconstituer qui ont fait l'objet de calculs à l'ordinateur.

On a vu que la fonction théorique représentant l'interférogramme serait, dans le cas où il n'y aurait ni autoabsorption ni absorption :

$$I(x) = L_S * G_S * L_A * \text{Ш} * G_D * \Pi_F$$

où les fonctions représentent respectivement :

L_S le profil Lorentz de la source
G_S le profil Gauss de la source
L_A la contribution Lorentz de l'interféromètre
G_D la contribution gaussienne des défauts de l'appareil
Π_F la fonction fente ou diaphragme

qui pourrait s'écrire :

$$I(x) = L_{S+A} * G_{\sqrt{S^2+D^2}} * \Pi_F * \text{Ш}$$

$$= V_{S,A} * \Pi_F * \text{Ш}$$

qui, lorsque V est calculé, se programme aisément à l'ordinateur.

Dans le cas où il y a autoabsorption ou absorption, on ne peut réaliser la "préconvolution" $L_S * L_A$ et $G_S * G_A$, on doit donc opérer par convolutions successives.

La fonction devient alors

$$I'(x) = V'_S * V_A * \Pi_F * \text{Ш}$$

où V' représente la fonction source absorbée
V_A^S la même fonction d'appareil : $L_A * G_A$.

Les calculs ont été réalisés en partie sur le modeste ordinateur de la Faculté des Sciences, l'IBM 1130, dont les possibilités sont relativement limitées. Le calcul d'une seule courbe de Voigt, avec suffisamment de points pour conserver une bonne définition au tracé des courbes, ne peut être réalisé sans faire appel à des mémoires extérieurs (fichiers sur disque) et demande un temp de calcul prohibitif (2 heures environ). Aussi, dans le cas général, ces calculs ont été réalisés sur l'ordinateur Cii du Centre Océanologique de Bretagne.

5.1 - Convolutions

Le calcul d'un produit de convolution se réduit à un calcul d'intégrales à l'ordinateur.

Les fonctions à convoluer peuvent se présenter sous deux formes : soit analytique comme dans le cas d'une fonction de Gauss ou de Lorentz, soit tabulée comme dans le cas d'une fonction de Voigt. Par conséquent, nous avons besoin de deux sous-programmes, l'un réalisant l'intégration d'une fonction analytique, appelé INSIM, l'autre l'intégration d'une fonction tabulée, appelé INTAB. Le premier sous-programme est basé sur la méthode de Simpson à pas variable, c'est -à-dire que le pas d'intégration est défini par la précision demandée. Le second sous-programme est également basé sur la méthode de Simpson mais le pas d'intégration θ est fixe et correspond à l'écart des points de la fonction tabulée, points qui doivent être par conséquent régulièrement espacés.

Ce pas θ est défini au début des calculs de la façon suivante : tout d'abord, l'intervalle de définition d'une fonction est choisi arbitrairement : on sait que la fonction de Lorentz tend très lentement vers zéro. Il est donc nécessaire de calculer les valeurs de cette fonction aussi loin que possible du centre ($x = 0$). L'intervalle de variation ($-x_o$ à $+ x_o$) de x a été fixé de -100 à +100. Le nombre de points N nécessaires au calcul est ensuite choisi (500 ou 800, etc.). Il faut se rappeler que chaque point exige le calcul d'une ou plusieurs intégrales. La véritable limite est donc celle du temps de calcul. L'expérience nous a montré que le calcul de 500 points demande environ 5 minutes pour l'ensemble du programme, 800 points 8 minutes, etc.

Le pas θ est alors fixé comme l'intervalle entre deux points, soit par exemple $\theta = 2x_o/N = 200/800 = 0{,}125$.

5.2 - Les séquences du calcul.

Le programme comporte neuf séquences distinctes qui ont pour but de calculer les différentes fonctions, à savoir :

5.2.1 - La fonction source (VOIGT 1). C'est une fonction de Voigt obtenue par N intégrations du produit des fonctions de Lorentz L_S et de Gauss G_S par le sous-programme INSIM.

Les paramètres sont β_{11} et β_{12} (ou η_1) tels qu'ils ont été définis au § 1.2.

5.2.2 - La fonction autoabsorbée (AUTOABS). C'est le calcul direct de l'expression analytique choisie pour représenter la source compte-tenu des effets d'élargissement et qui fait appel à la fonction tabulée VOIGT 1. Ce sera, par exemple :

$$I = 1 - \exp \left[- 2 \, w \, \text{VOIGT 1} \, (I + K) \right]$$

dont les paramètres sont w et K définis au § 3.3.

5.2.3 - La fonction d'absorption (VOIGT 2). C'est la fonction de Voigt de la raie d'absorption, calculée par le même procédé que Voigt 1.

Les paramètres sont β_{21} et β_{22} (ou η_2) qui désignent ceux de l'intégrale du § 4.1.

La fonction source absorbée proprement dite est alors, par exemple :

$$I = \text{VOIGT 1} \quad \exp \left(-K_o \, L \, \text{VOIGT 2}\right)$$

ou d'autres formules d'approximation.

On dispose de trois paramètres, K_o, L, C qui peuvent modifier la formule.

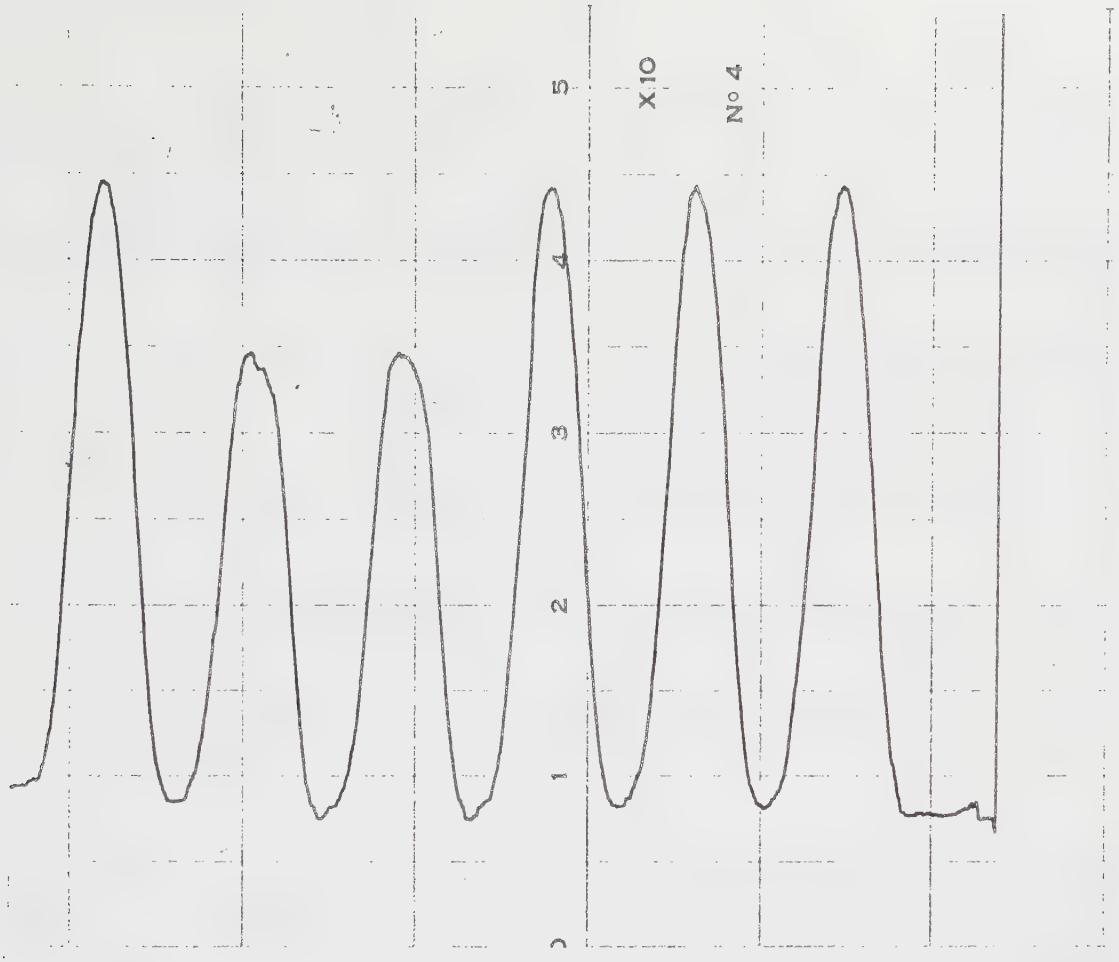


fig.14

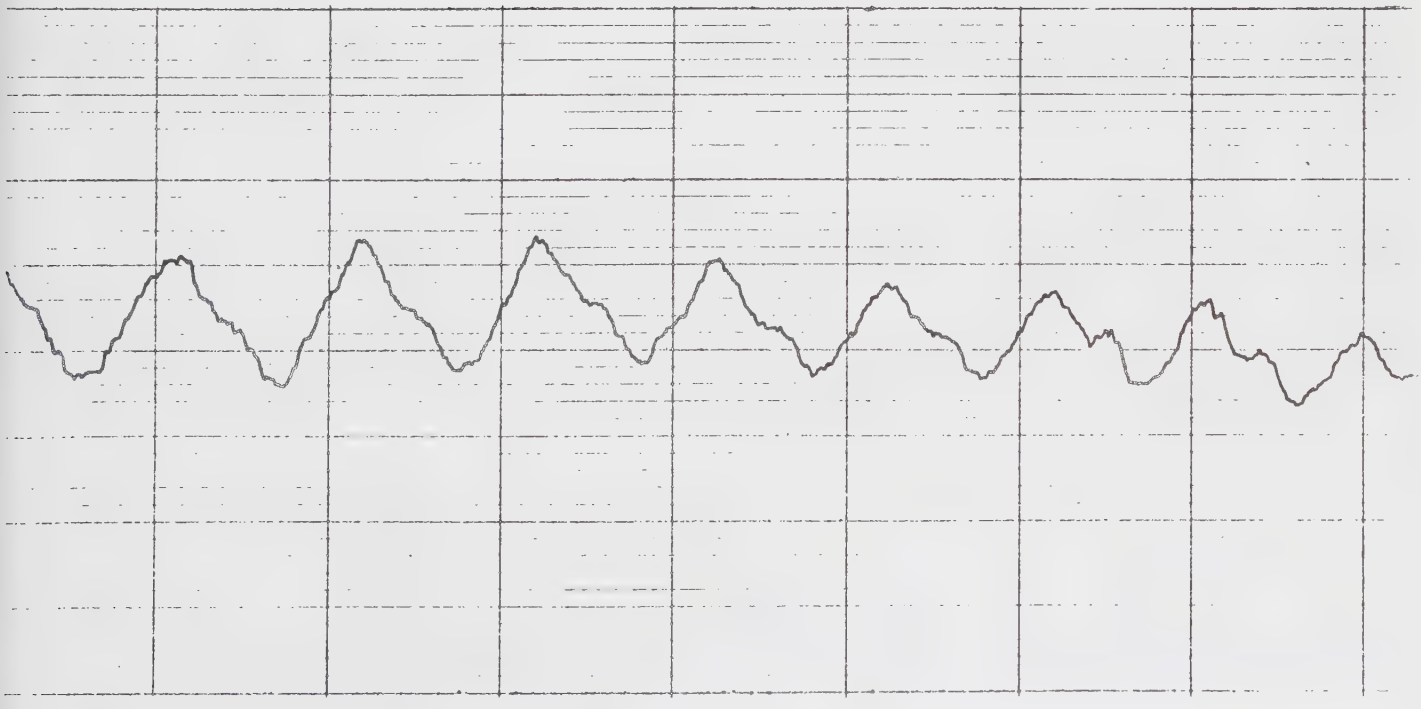
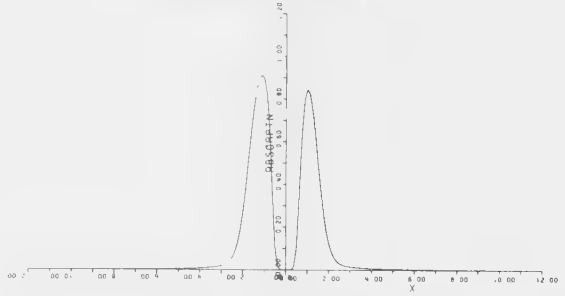


fig.15

ABSORPTION



SORTIE FENTE

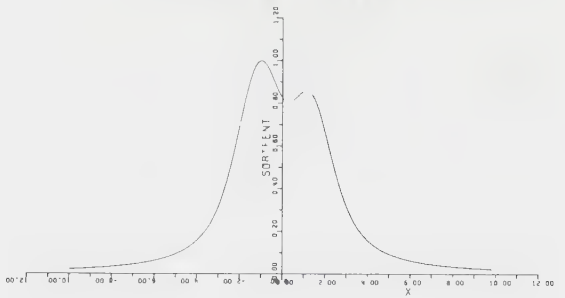
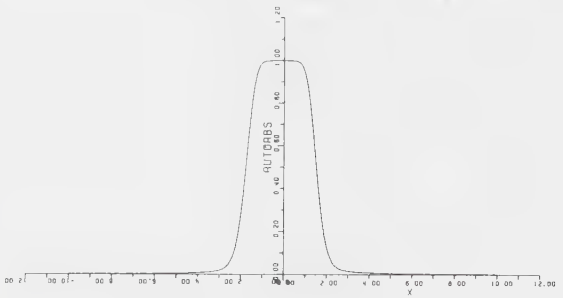
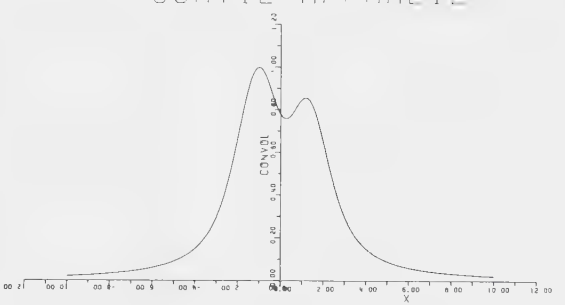


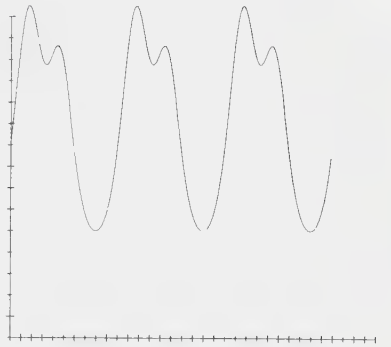
fig.16

AUTOABSORPTION



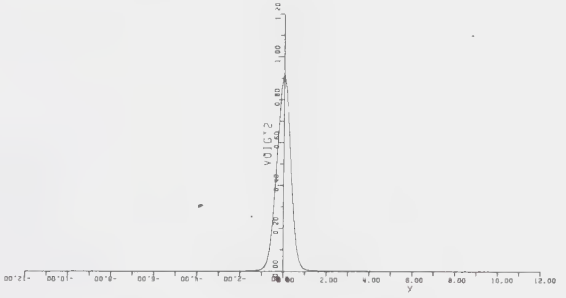
SORTIE APPAREIL



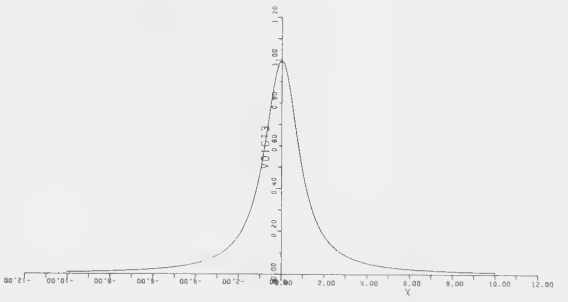


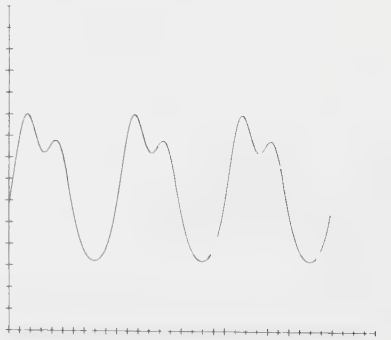
AIRY A MINIMUM

FCT D"ABSORPTION



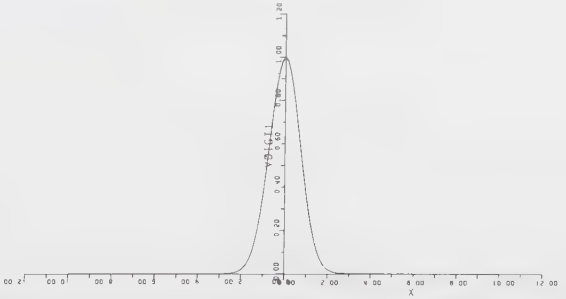
FCT D"APPAREIL



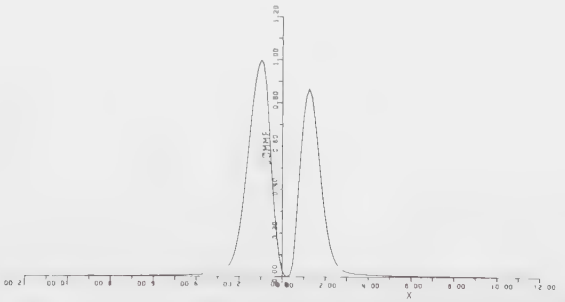


FONCTION D"AIRY

FONCTION SOURCE



STRUCTURE



5.2.4 - La fonction source, compte-tenu des composantes hyperfines, par addition des différentes fonctions pondérées suivant le processus décrit au § 3.2 (fonction appelée STRUCTURE ou SOMME). Le programme prévoit deux fois dix paramètres, c'est-à-dire, 10 composantes hyperfines représentées par leur abondance (A_1 A_2... A_{10}) et leur position respective (B_1 B_2... B_{10}). Dans le cas où le nombre des composantes est inférieur à 10, les A_i et B_i supplémentaires sont pris égaux à zéro.

5.2.5 - La fonction d'appareil (VOIGT 3). C'est encore une fonction de Voigt, convolution de L_A et G_A comme on l'a vu, dont le calcul est toujours identique à VOIGT 1 et VOIGT 2.

Les paramètres sont β_{31} et β_{32} (ou η_3) qui sont les paramètres des fonctions L_A et G_A définies au § 3.2.

5.2.6 - La convolution de la fonction source avec la fonction d'appareil par le sous-programme INTAB. C'est la fonction CONVOL.

5.2.7 - La convolution de la fonction CONVOL avec la fonction diaphragme Π_F ou fonction FENTE définie au § 2.4 par la sous-programme INTAB. Le paramètre est LA, largeur de la fonction Π_F.

5.2.8 - La convolution de la fonction précédente avec la fonction $\amalg$ "peigne" de Dirac, c'est-à-dire le calcul de la fonction globale observée au Fabry-Pérot.

Le paramètre est le pas p de la fonction $\amalg$ (cf. § 2.1.).

5.2.9 - L'ajustement de la fonction d'Airy précédente à l'échelle de l'enregistrement.

Dans le cas où les raies sont relativement étroites, le profil de la source n'est affecté par l'absorption qu'au centre et par conséquent le minimum des courbes d'Airy reste fixe une fois déterminées la fonction source et la fonction d'appareil. Cette valeur représente donc une constante pour un enregistrement donné et en détermine l'échelle. Les fonctions autres que la fonction d'Airy sont calculées de telle sorte que la valeur maximum de l'ordonnée soit égale à 1 sauf pour VOIGT 2 qui est directement l'intégrale définie au § 4.1.2.

L'échelle horizontale peut être modifiée dans le tracé des courbes. Elle peut varier d'un enregistrement expérimental à l'autre puisque ceux-ci dépendent de la vitesse de déroulement de l'enregistreur et de la vitesse de pénétration du gaz à l'intérieur de l'enceinte de l'interféromètre, vitesses qui sont choisies par l'expérimentateur.

5.2.10 - Les paramètres logiques.

Le programme comporte, en outre, deux séries de 9 paramètres logiques qui permettent à volonté de faire imprimer d'une part, de tracer d'autre part, la ou les courbes sélectionnées parmi les neuf premières calculées aux alinéas précédents. La dixième courbe qui donne le résultat I(x) est toujours tracéeet ses valeurs imprimées.

Un programme spécial assure le tracé des axes des courbes et leur disposition relative (TRACAIRY).

5.3 - Méthode d'exploitation et résultats. Cas du zinc.

5.3.1 - La première étape était la recherche d'une fonction d'appareil aussi exacte que possible.

Pour cela, les enregistrements du chapitre I ont été repris. Il s'agit des enregistrements faits à très faible épaisseur de l'interféromètre pour éviter l'influence de la fonction source.

L'étude de ces enregistrements a permis de confirmer à l'ordinateur les résultats indiqués au chapitre I.

$$\delta = 0{,}750 \qquad R \simeq 47\ \%$$

5.3.2 - La seconde étape est la reconstitution de la fonction source à partir de modèles d'enregistrements de la raie d'émission en l'absence d'absorption.

5.3.2.1 - Recherche de w.

Lorsque la fonction source est prise trop étroite, le défaut de largeur se traduit immédiatement par un profil trop "lorentzien" des courbes, c'est-à-dire, par des pics trop aigus. La variation du paramètre w permet l'ajustement de cette fonction en jouant à la fois sur le minimum de la fonction d'Airy, puisque le recouvrement des ordres dépend de la largeur des profils, et *a fortiori*, sur le maximum.

Pour le zinc, le modèle de la source homogène (n = 1) suivant les formules du § nous a paru tout à fait satisfaisant pour la reconstitution des interférogrammes. Nous avons adopté une expression du type :

$$I(u) = \frac{I_o\ P(0)}{2w} \left[1 - e^{-2.P(u)}\right]$$

5.3.2.2 - Recherche de K.

L'examen des enregistrements montre une dissymétrie évidente des pics lors des phénomènes d'absorption. On constate que lorsque l'absorption augmente, le décalage de l'abscisse du pic renversé I_c, par rapport à l'axe de symétrie de l'anneau, devient de plus en plus faible (voir, par exemple, figure 13). Ceci nous a conduit à penser que la dissymétrie provient de la fonction source autoabsorbée, hypothèse confirmée d'ailleurs par le fait qu'il n'y a aucun élément de dissymétrie dans le processus de l'absorption par le jet qui est différent du processus d'émission de la source. Il suffit donc de mesurer ce décalage en fonction de l'absorption pour retrouver, à absorption nulle, le décalage original.

Ce décalage, u_o, peut être exprimé en nombre d'onde. Pour les raisons de programmation indiquées plus haut, il doit nécessairement être traduit en nombre entier de fois le pas θ, K.

Ces conclusions nous ont amené à choisir, pour le zinc, w de l'ordre de 5 aux températures expérimentales et K = 1 pour θ = 0,125, soit u_o = 7,5 mk.

5.3.3 - Etude de l'absorption.

Les paramètres essentiels sont le coefficient d'absorption C et la largeur $\Delta\sigma_D$ définis au § IV. . Sur les courbes, pour alléger l'écriture, nous avons noté seulement $\Delta\sigma$, cette notation correspond, en fait, à $\Delta\sigma_D/2\sqrt{\text{Ln}2}$ en millikaisers. $\Delta\sigma$ désignera dans la suite, exclusivement, la largeur de la raie d'absorption. C, on le rappelle, est un nombre sans dimension.

Sur la figure 17, nous avons résumé les symboles utilisés pour l'exploitation des calculs.

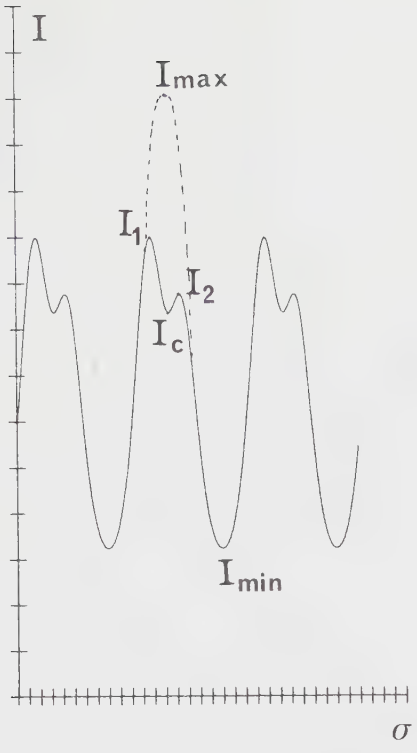
I_{MAX} sera le sommet de l'anneau sans absorption,

I_{MIN} le minimum entre deux anneaux,

I_1 et I_2 les deux sommets en cas de renversement,

I_c l'ordonnée du pic renversé.

Ces intensités seront prises en unités arbitraires. Ce pourra être, par exemple, des millimètres sur un enregistrement donné, échelle à laquelle tous les calculs théoriques sont ensuite ramenés.



FONCTION D"AIRY

fig.17

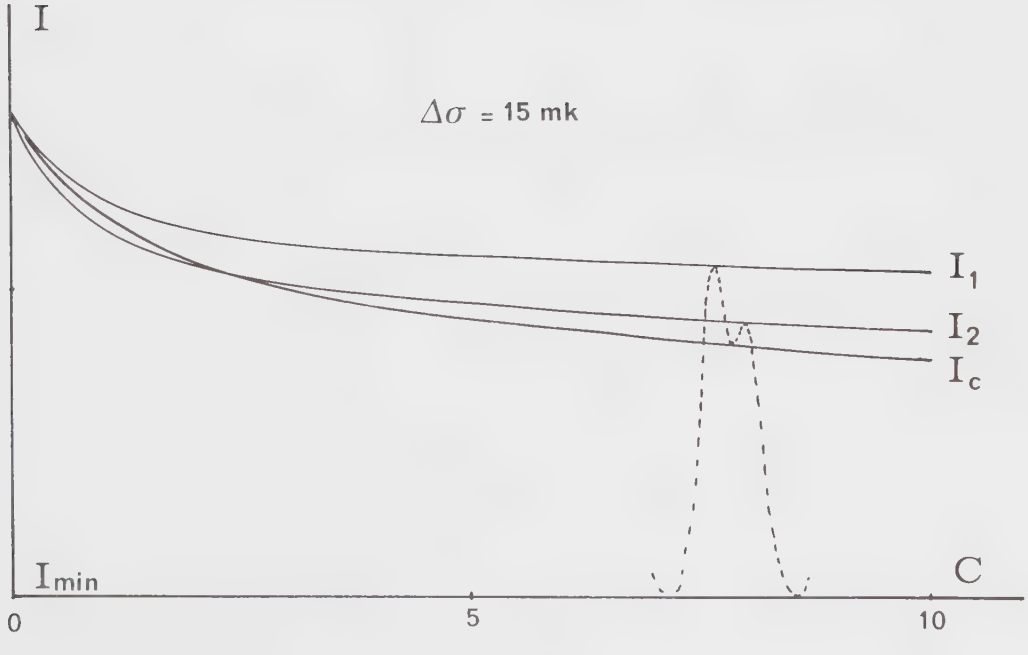


fig.18

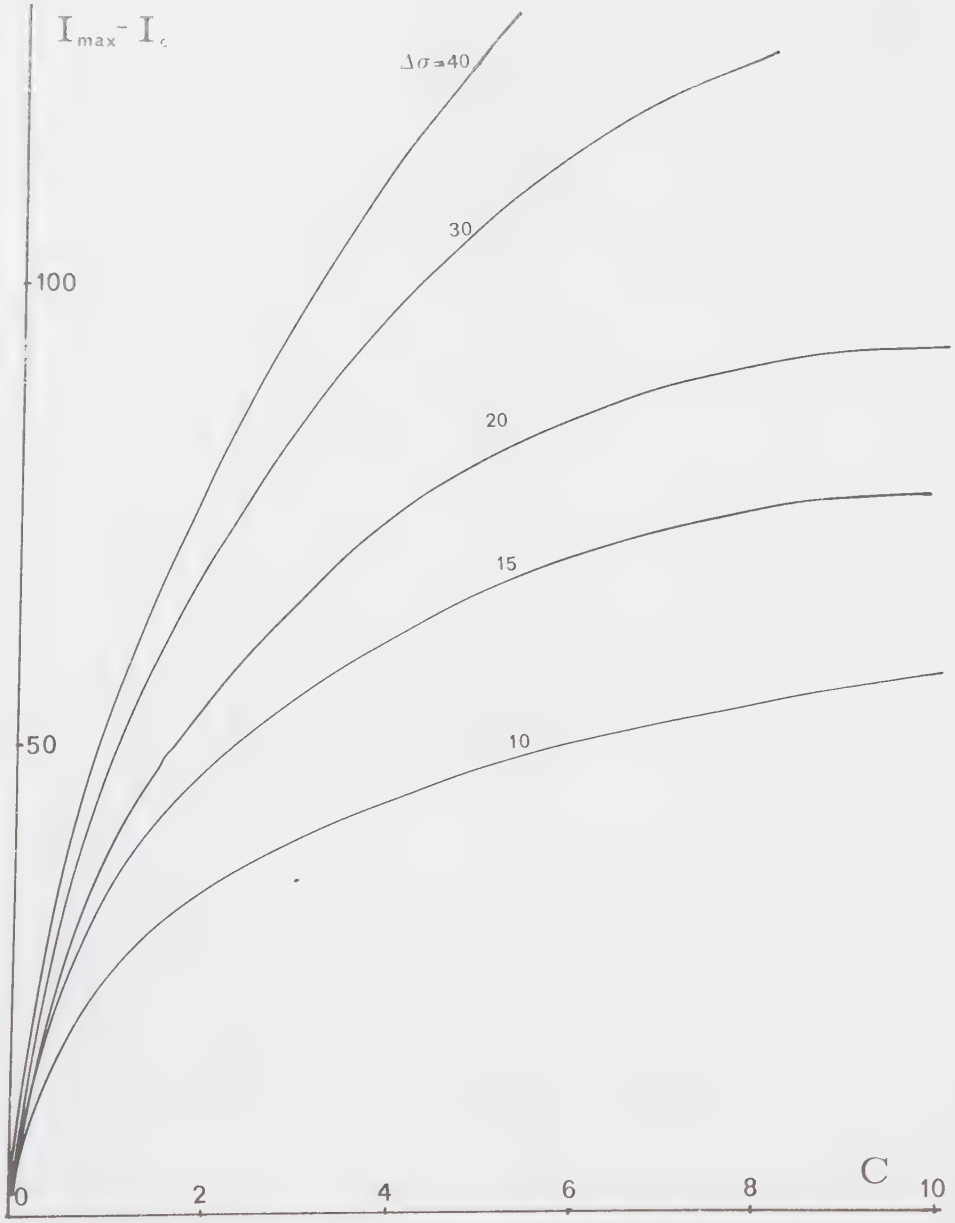

$I_{max} - I_c$
$\Delta\sigma$=40
30
20
15
10
100
50
0
2
4
6
8
10
C

FIG.19

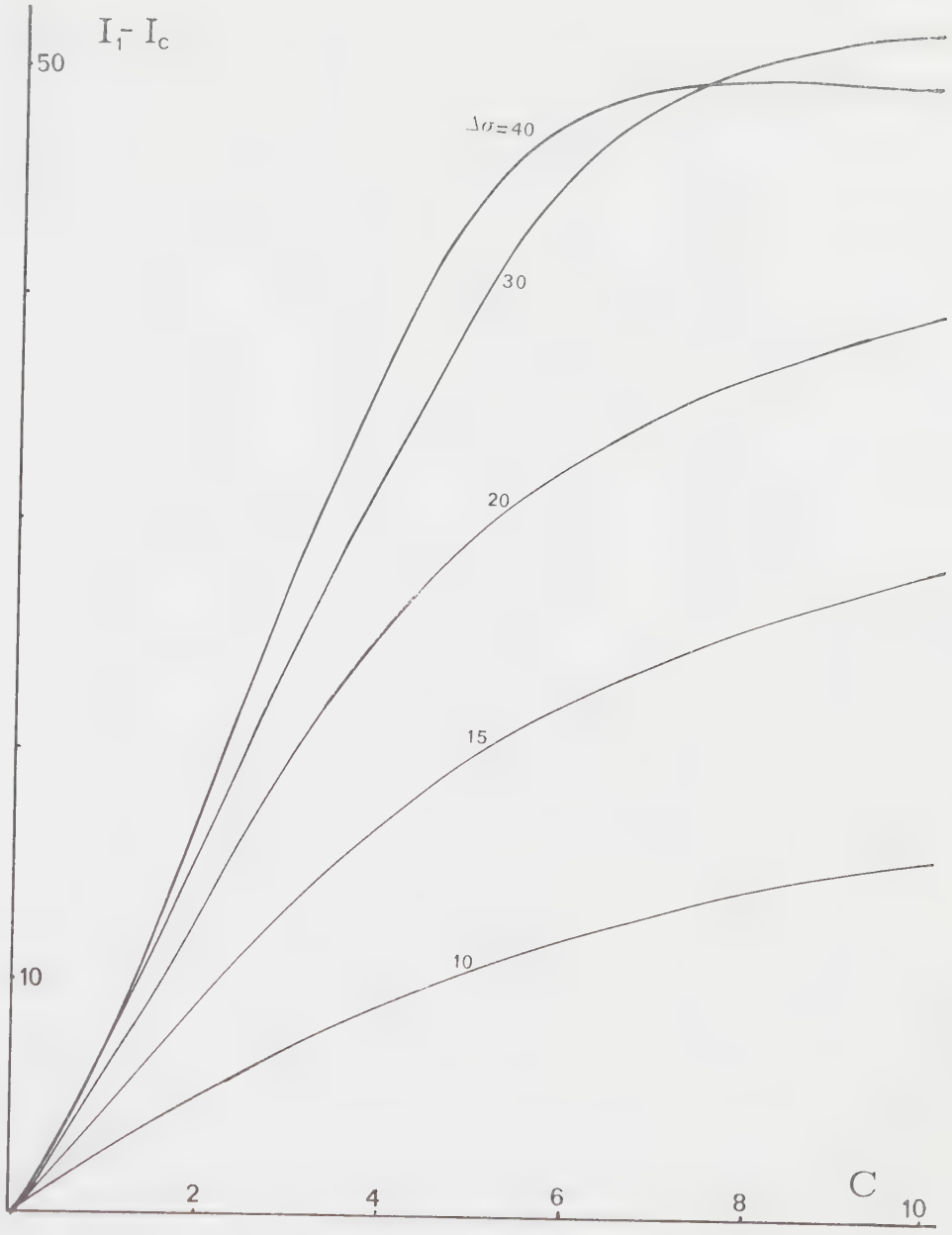

$I_1 - I_c$
50
$\Delta\sigma$=40
30
20
15
10
10
2
4
6
8
10
C

FIG.20

Lors d'une expérience avec une géométrie donnée du jet, on peut tracer les courbes suivantes :

- I_1, I_2, I_c en fonction de C à $\Delta\sigma$ constant (fig. 18).
- $I_{MAX} - I_c$ en fonction de C à $\Delta\sigma$ constant (fig. 19).
- $I_1 - I_c$ en fonction de C à $\Delta\sigma$ constant (fig. 20).

Sur le réseau de courbes de cette dernière figure, on constate en particulier que pour des raies d'absorption larges ($\Delta\sigma$ = 40 mk), une absorption intense se fait sentir non seulement au centre de la raie, en I_c, mais affaiblit également de façon très importante les sommets I_1 et I_2, ce qui produit ce croisement, visible sur le graphique, avec la courbe d'une raie moins large ($\Delta\sigma$ = 30 mk).

On a tracé aussi certaines courbes $I_1 - I_c$ à absorption constante (C fixe) en fonction de la largeur $\Delta\sigma$ ce qui permet d'étudier l'influence de ce paramètre sur l'absorption (fig. 21).

Enfin, des courbes $I_{MAX} - I_c$ en fonction de C tracées en coordonnées semi-logarithmiques (fig. 22) permettent de mieux comparer les effets de l'absorption pour des coefficients C largement différents.

Ces divers réseaux de courbes permettent, par comparaison avec les enregistrements réels, de déterminer le coefficient d'absorption.

Connaissant Q_B d'après les relevés au fréquencemètre, $\frac{C_o}{v}$ étant également relevé sur les courbes (fig. 23) en fonction de la température correspondante, on calcule $\frac{C}{f}$ à partir de ces données. La comparaison de C mesuré et de $\frac{C}{f}$ calculé donne la valeur de la force d'oscillateur f.

Soit η la densité des atomes correspondant à un moment donné de l'expérience, représenté par un ou plusieurs anneaux enregistrés du Fabry-Pérot. La courbe f, force d'oscillateur, en fonction de η est extrapolée à densité nulle $\eta = 0$ et cette valeur extrapolée sera retenue comme valeur de f. f expérimental croît légèrement avec η contrairement à ce qu'on pourrait attendre (fig. 24). Ceci provient, en partie, du fait que l'élargissement Doppler, dû à l'augmentation de la température de l'absorbant, n'est pas pris en compte dans les interférogrammes reconstitués, c'est-à-dire, qu'ils ne tiennent pas compte de l'évolution, faible mais non négligeable, de $\Delta\sigma_D$ avec C. L'extrapolation permet de prendre cet effet en compte.

Nous verrons, en outre, au paragraphe VI, lors de la discussion des erreurs, que l'augmentation du nombre d'atomes réfléchis sur les parois, lorsque le débit des jets augmente, produit également un élargissement, faible mais non controlable, de la raie d'absorption.

La moyenne des mesures donne pour le zinc :

$$f = 1{,}51.$$

5.4 - Cas du mercure.

5.4.1 - Les calculs, repris à l'ordinateur, ont permis de confirmer les résultats des premiers chapitres sur la fonction d'appareil. La finesse enregistrée à 1850 Å est de 4,7, par conséquent la constante est 0,750 pour un pouvoir réflecteur de 47 % environ.

5.4.2 - La reconstitution de la fonction source est assez délicate du fait du nombre important de composantes de la raie pour 5 isotopes. La raie 1850 Å du mercure a une largeur Doppler inférieure à celle de la raie 2139 Å. Aux températures expérimentales, la valeur de la demi-largeur Doppler est de l'ordre de 30 mk pour 1850 HgI alors qu'elle est de 60 mk pour 2139 ZnI. Par contre, la structure fine en est beaucoup plus étalée puisqu'elle recouvre un intervalle spectral de plus de 500 mk entre les composantes extrêmes. La courbe théorique représentant cette fonction source, calculée suivant les données du § 3 est celle de la figure 6 (p. 91).

Pour la recherche d'un profil de source, nous avons repris les hypothèses de COWAN et DIEKE (17) qui sont vérifiées par les travaux de LEBOUCHER (15) sur cette raie du mercure.

Lors des expériences avec le mercure, nous avons toujours cherché à obtenir des conditions de refroidissement de la source telles qu'il n'y ait pas de renversement visible quelle que soit la résolution de l'interféromètre. Les calculs ont confirmé le fait qu'avec une approximation suffisante, la source peut être considérée comme suffisamment homogène pour être représentée par une expression du type

$$I(u) = \frac{I_o\, P(0)}{2w} \left[1 - e^{-2wP(u)}\right]$$

où P(u) est une fonction de Voigt.

L'examen des enregistrements (fig. 25) montre déjà une raie d'allure plus complexe que celle de la raie du zinc étudiée précédemment, en raison précisément du nombre élevé de composantes de la structure hyperfine et on ne peut conclure dans ce cas, comme dans le cas du zinc, à une dissymétrie de type Holltsmark.

La figure 26 montre un réseau de courbes théoriques $I_{max} = f(w)$, pour différents coefficients d'absorption (C = 0, C = 1, C = 10, C = 20) lors d'une expérience donnée et une épaisseur d'interféromètre donnée (ici e = 5,481 mm) ; I_{max}, intensité du maximum est en unités arbitraires, w et C sont, comme on l'a vu aux § 3 et 4 de ce chapitre, des nombres sans dimensions.

La comparaison des enregistrements réels avec ce réseau de courbes permet de faire des hypothèses sur la valeur de w, relié, ainsi que l'a montré LEBOUCHER (15) à la température de la source. w sera en général de l'ordre de 30 dans nos calculs, ce qui correspond bien à des températures de source voisines de l'ambiante.

5.4.3 - Etude de l'absorption.

L'étude se fera de la même façon que pour le zinc, en adaptant toutefois certains détails de la méthode précédemment décrite au cas du mercure.

L'étendue spectrale de la raie d'absorption est aussi grande que celle de la raie d'émission. Dans le cas du mercure, l'effet de l'absorption se fait sentir loin du centre de la raie et on ne peut, contrairement au cas du zinc, considérer le minimum de la fonction d'Airy comme constant. Ceci est mis en évidence sur la figure 27 qui est un interférogramme pris lors d'une variation rapide de la densité du jet.

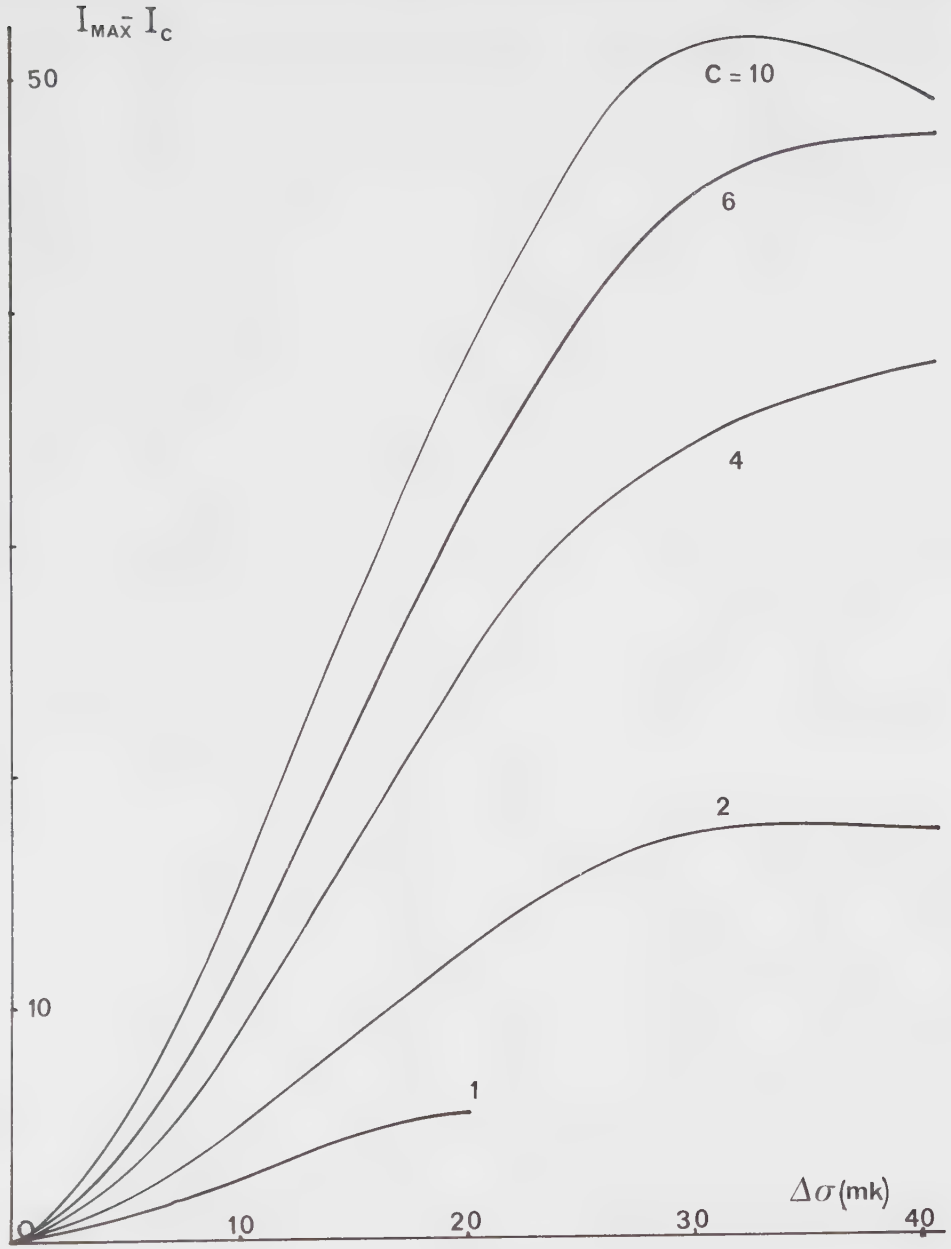

$I_{MAX} - I_C$
50
10
C = 10
6
4
2
1
0
10
20
30
40
$\Delta\sigma$ (mk)

FIG.21

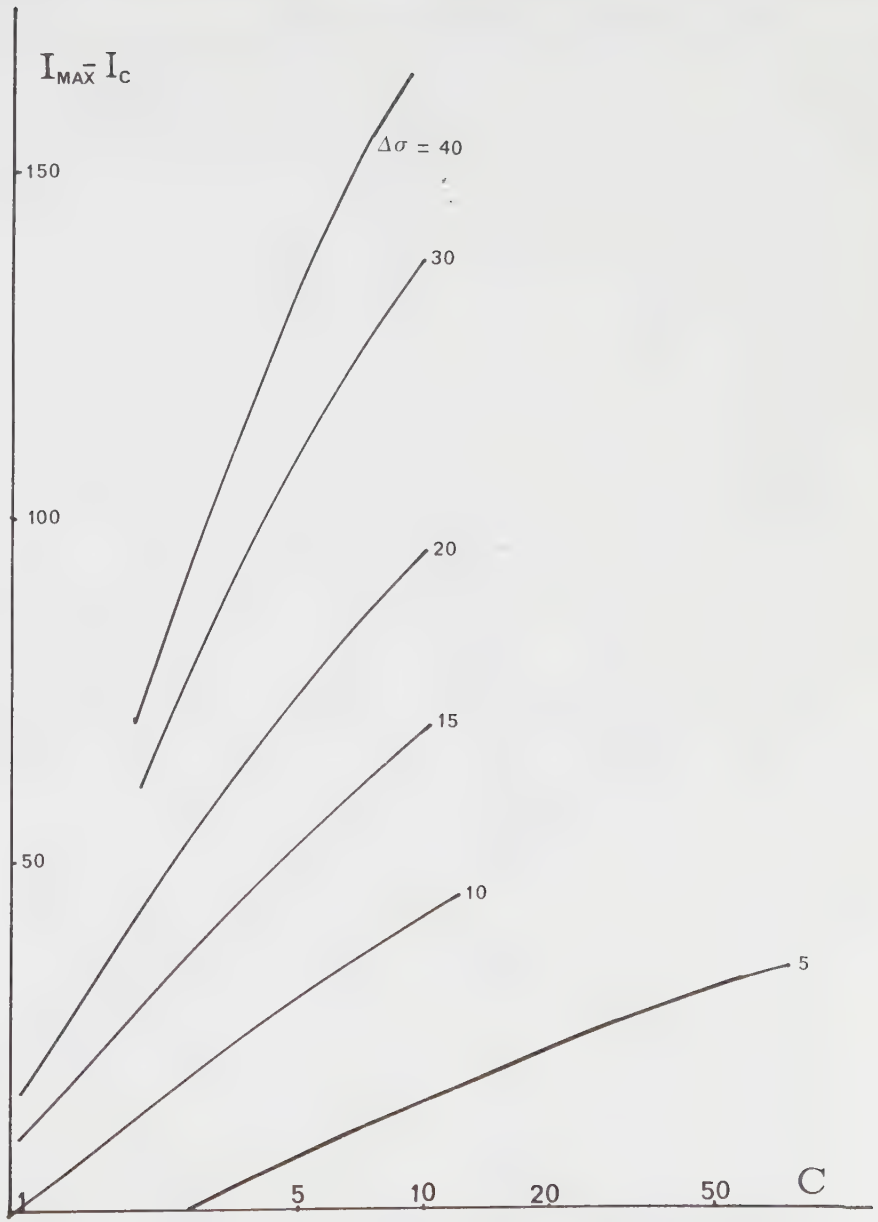

$I_{MAX} - I_C$
150
100
50
$\Delta\sigma$ = 40
30
20
15
10
5
1
5
10
20
50
C

FIG.22

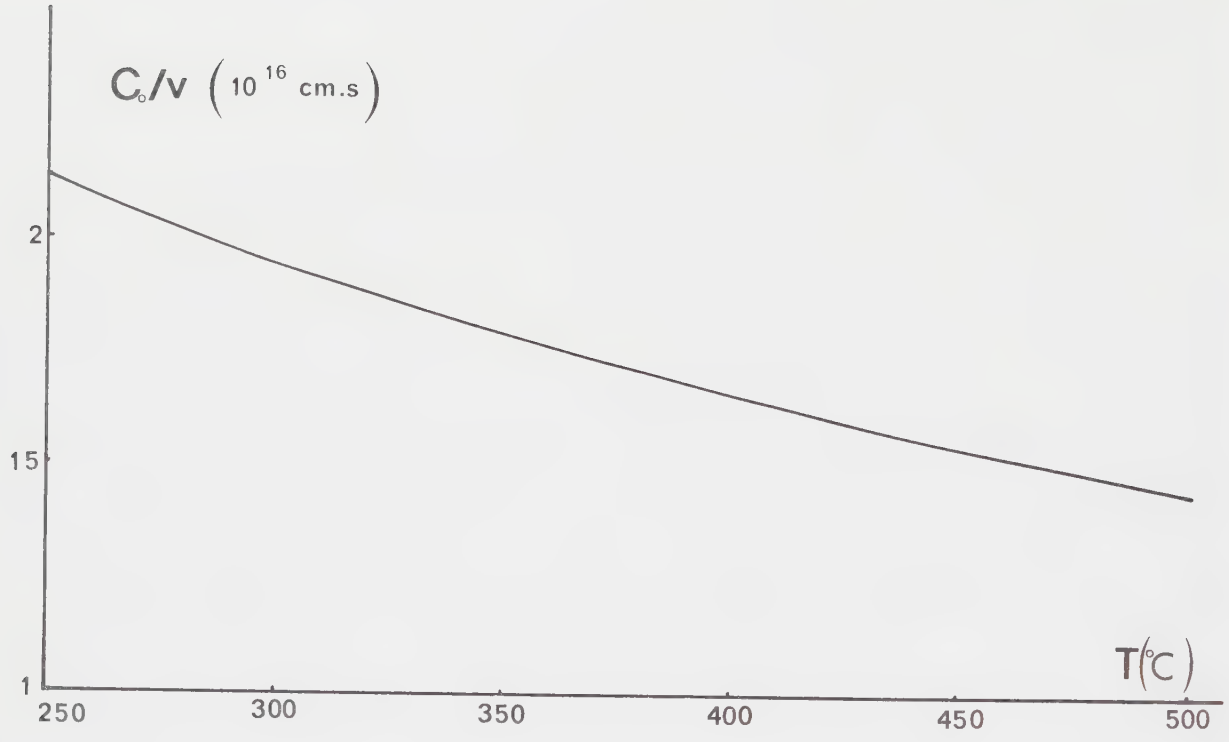

C₀/v (10 16 cm.s)
2
15
1
T(°C)
250
300
350
400
450
500

fig.23

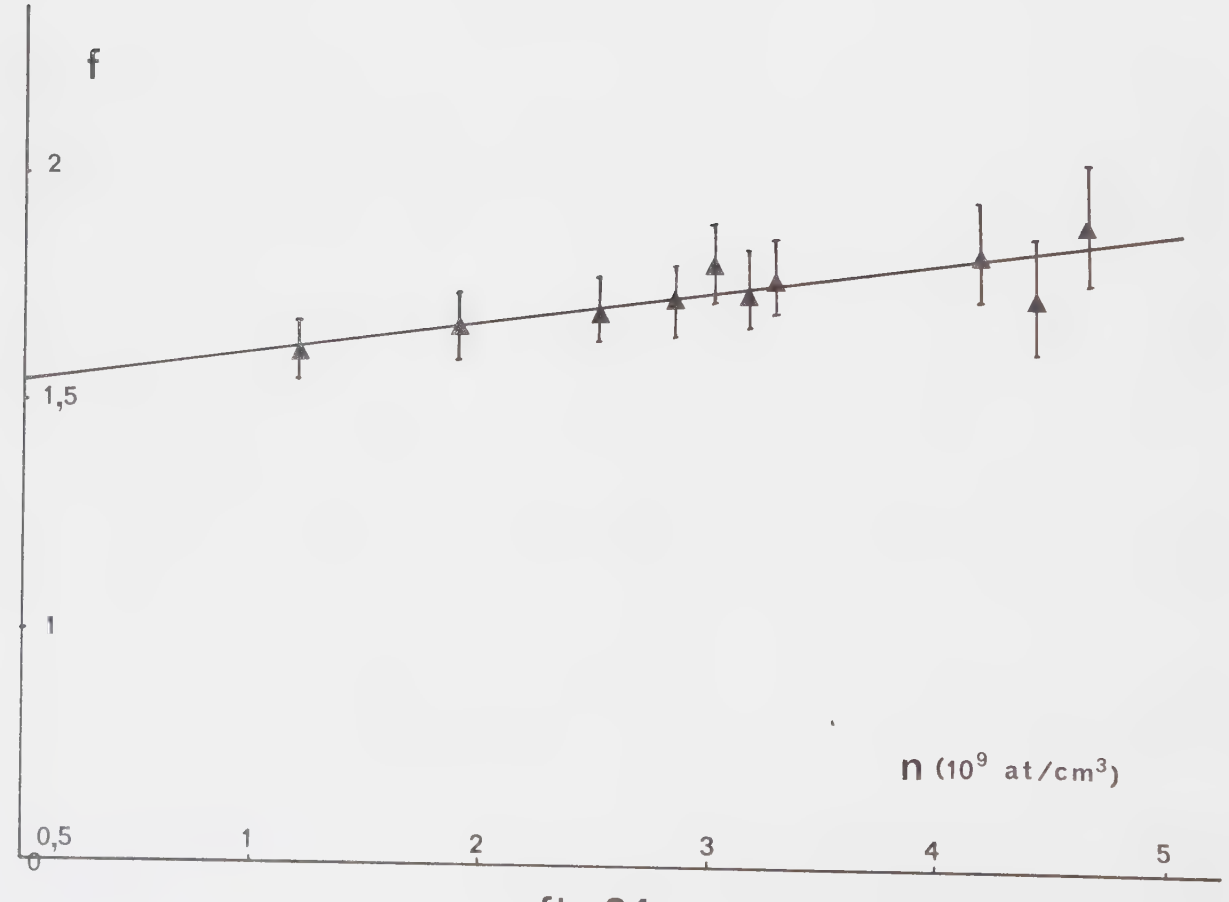

f
2
1,5
1
n (10⁹ at/cm³)
0
0,5
1
2
3
4
5

fig.24

On peut, par conséquent, se servir à la fois de la variation du sommet I_{max} et de celle du minimum I_{min} pour étudier l'effet de l'absorption. I_{max} et I_{min} ont été calculées pour différentes valeurs de C et leurs variations en fonction de C sont représentées par les courbes de la figure 28.

Dans le calcul, il a fallu supprimer la norme du minimum que l'on employait dans le cas du zinc pour déterminer l'échelle de l'enregistrement. Ce sont alors les données du maximum et du minimum sans absorption (C = 0) qui ont été utilisées pour déterminer l'échelle.

De la même façon que pour le zinc, la comparaison des enregistrements permet de déterminer le coefficient d'absorption lorsqu'on connait Q_B, la quantité d'absorbants relevée au fréquencemètre et $C_o/\bar{v}$ relevée sur la courbe 29 pour la température donnée.

La force d'oscillateur est calculée à partir de ces données.

De la figure 30 où sont portées les valeurs de f en fonction de la densité n des atomes absorbants, on déduit, pour la moyenne des mesures :

$$f = 1,28.$$

VI - EVALUATION DES ERREURS. COMPARAISONS.

On peut grouper les erreurs systématiques de la façon suivante :

6.1 - Erreur sur la mesure de la densité d'absorbant.

Cette erreur peut provenir, en particulier, de la réflection des atomes sur le récepteur. Dans le cas du zinc, la quantité d'atomes réfléchis est probablement négligeable. Dans le cas du mercure, elle peut être plus importante. On peut constater, lors d'une expérience avec le mercure, une légère perte de masse du dépot sur le détecteur, perte sensible à la mesure lorsque le jet est fermé, ce qui indique une légère réévaporation des atomes malgré la basse température à laquelle est maintenu le détecteur. Il est également probable qu'une réévaporation se produit sur les parois de l'enceinte, dont l'effet n'est pas mesuré entièrement par le détecteur. L'étude del'évolution de la fréquence en l'absence de jet permet d'estimer l'erreur due à ces phénomènes à 1 %. Nous avons vu, en outre, quela répartition aléatoire des vitesses et des directions des atomes réfléchis provoque un élargissement de la raie d'absorption mais l'interpolation des mesures à une densité nulle d'absorbants permet de minimiser ce phénomène.

6.2 - Erreur de mesure de température.

L'erreur sur la température du corps évaporé se traduit par une faible erreur sur la largeur Doppler de la raie d'absorption et sur la vitesse moyenne des atomes.

Du fait des gradients de température du four, malgré ses dimensions réduites, la mesure de la température prise, puisque c'est cette région qui détermine la tension de vapeur, dans la partie la moins chaude du four, ne peut être donnée à mieux que 1 % environ.

6.3 - Erreurs géométriques.

Les erreurs sur la mesure des données géométriques du jet (ouverture du faisceau, distance au détecteur,parcours lumineux,etc...) introduisent une erreur de l'ordre de 1,5 % sur le facteur de collimation du jet.

6.4 - Erreur provenant de la distorsion du profil expérimental par l'enregistreur photoélectrique par suite notamment de la constante de temps de l'amplificateur.

Comme ODINTSOV (21), nous pouvons évaluer cette erreur à moins de 1 %.

6.5 - Erreur provenant de la distorsion instrumentale due à l'interféromètre Fabry-Pérot et à sa chaîne optique.

Il est évident que cette erreur est la plus importante et la plus difficile à évaluer. La précision demandée dans les calculs est toujours meilleure que 10^{-3} pour éviter les erreurs accumulées par l'ordinateur (troncatures, intégrations, etc...). L'erreur majeure vient donc de la reconstitution de la fonction source d'une part, de la fonction d'appareil d'autre part. Dans le cas de la fonction source, les profils reconstitués s'accordent à mieux que 1 % avec les profils expérimentaux. On peut dire, à ce sujet, que les erreurs sur les hypothèses de formation de la raie d'émission n'ont pas de répercussions importantes sur le profil simulé. L'erreur commise sur la fonction d'appareil a une influence prépondérante car cette fonction, choisie au départ, avant toute hypothèse sur la source et l'absorbant, intervient directement dans la suite des calculs. On peut estimer à 6 %, selon les essais faits à l'ordinateur l'erreur provenant ainsi de la distorsion instrumentale.

6.6 - Moyenne des mesures. Comparaisons.

Sur la plupart des enregistrements, on peut faire de nombreuses mesures à différentes températures. Chaque enregistrement est réalisé dans des conditions expérimentales différentes soit en modifiant l'épaisseur de l'interféromètre, soit la géométrie du jet ou tout autre paramètre.

L'ensemble des mesures peut donc être représenté par plus de vingt enregistrements sur lesquels on compte entre soixante et cent anneaux exploitables.

L'ensemble de ces résultats, compte-tenu de l'erreur expérimentale, donne comme valeurs de la force d'oscillateur de la transition $^1P_1$-$^1S_0$:

pour le zinc :

$$f = 1{,}51 \pm 0{,}15$$

pour le mercure :

$$f = 1{,}28 \pm 0{,}13$$

Dans le tableau 3, sont portés nos résultats expérimentaux en comparaison avec les résultats obtenus par différents auteurs. La plupart des travaux antérieurs à 1962 sur les probabilités de transitions atomiques se retrouvent dans la monographie de GLENNON et WIESE du National Bureau of Standards de Washington (22).

A - MERCURE.

Les premières mesures de la force d'oscillateur des raies de résonance du mercure, 1850 Å et 2537 Å, sont dues à LADENBURG et WOLFSOHN (23) pour l'étude de la dispersion normale de la vapeur non excitée, loin de ces raies d'absorption. Nous avons vu au chapitre II comment l'indice de réfraction est relié aux forces d'oscillateur des transitions de résonance par la formule de SELLMEYER. Les mesures de LADENBURG et WOLFSOHN ont été faites au moyen d'un interféromètre de Jamin entre 2700 et 7000 Å. WOLFSOHN représentait la formule de SELLMEYER par un développement à trois termes ; les deux premiers étant reliés aux raies de résonance citées plus haut, le troisième terme à une longueur d'onde située entre 1400 et 1100 Å. Comme la valeur de f pour la raie 2537 Å était connue avec précision, la valeur de f pour

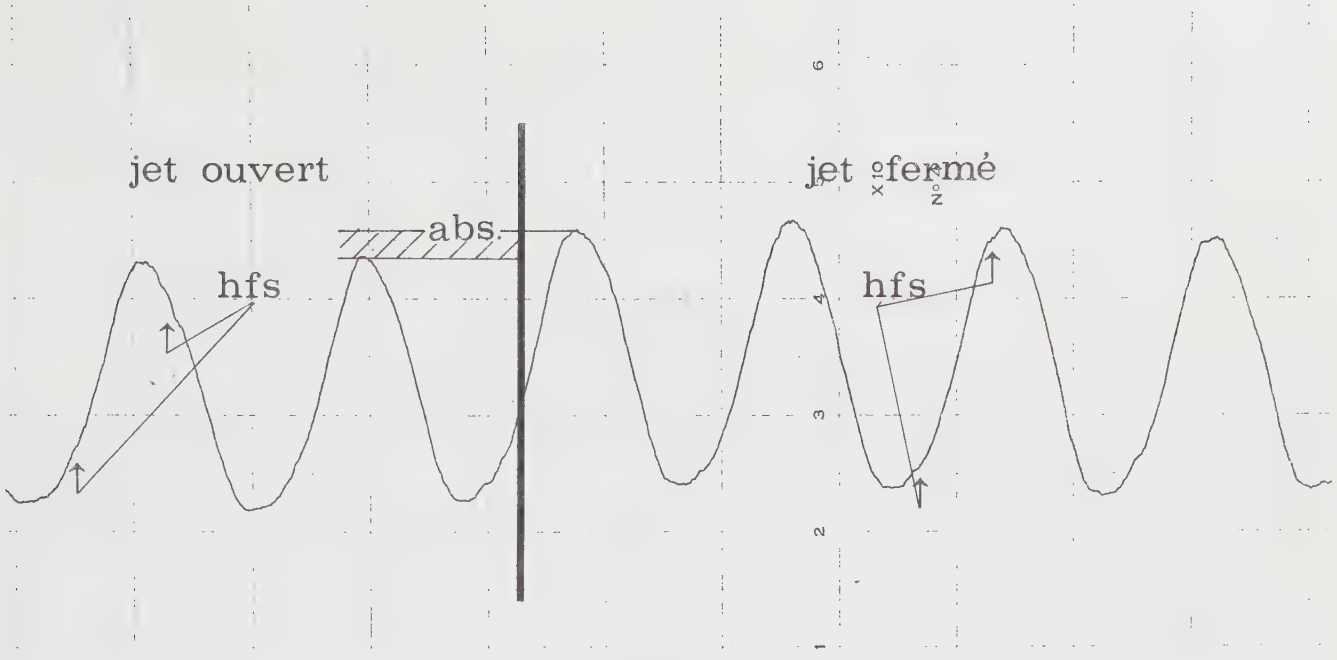

jet ouvert
abs.
hfs
jet fermé
hfs

fig.25

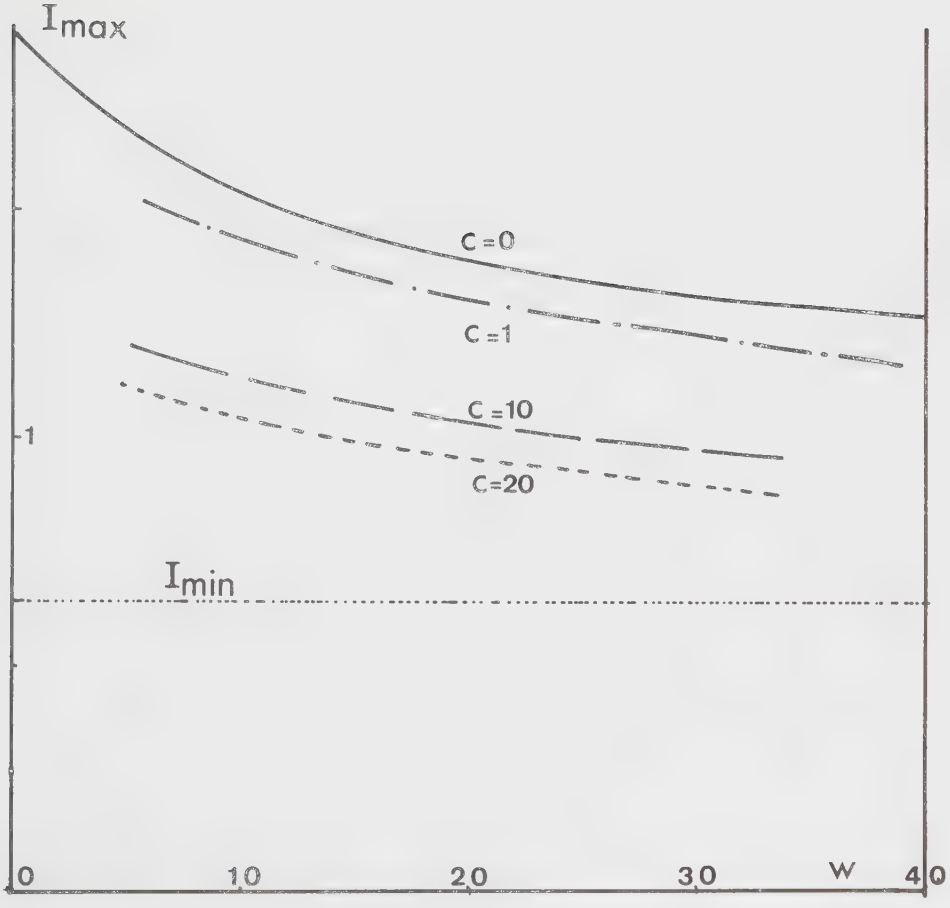

Imax
C=0
C=1
C=10
C=20
1
Imin
0
10
20
30
W
40

fig. 26

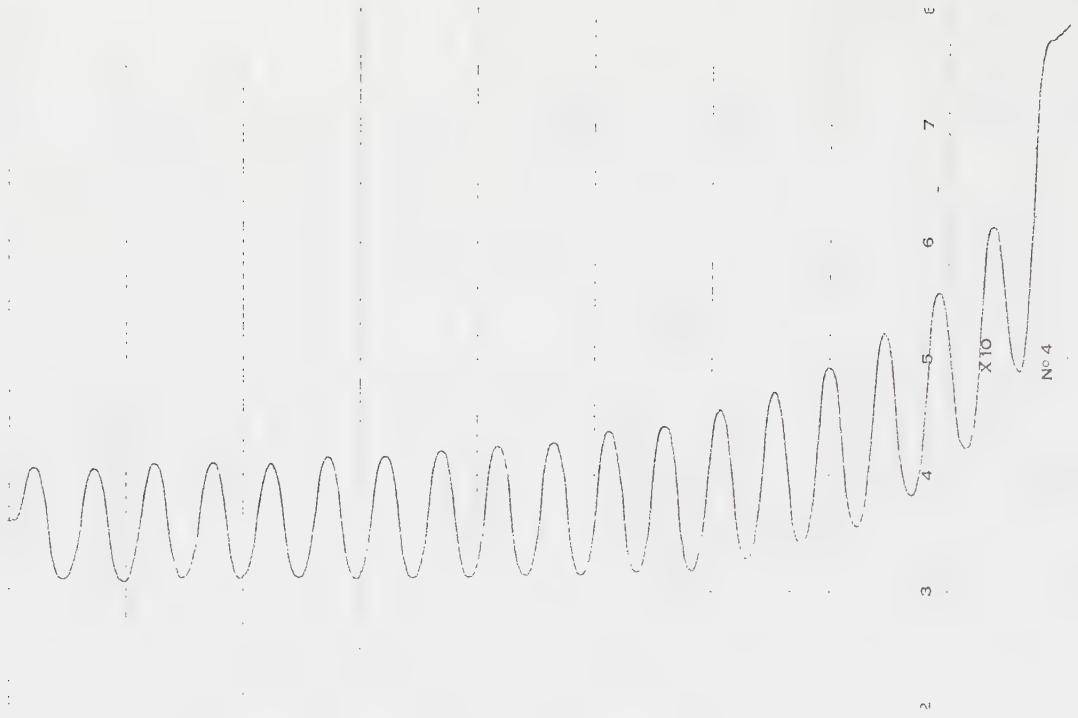


fig.27

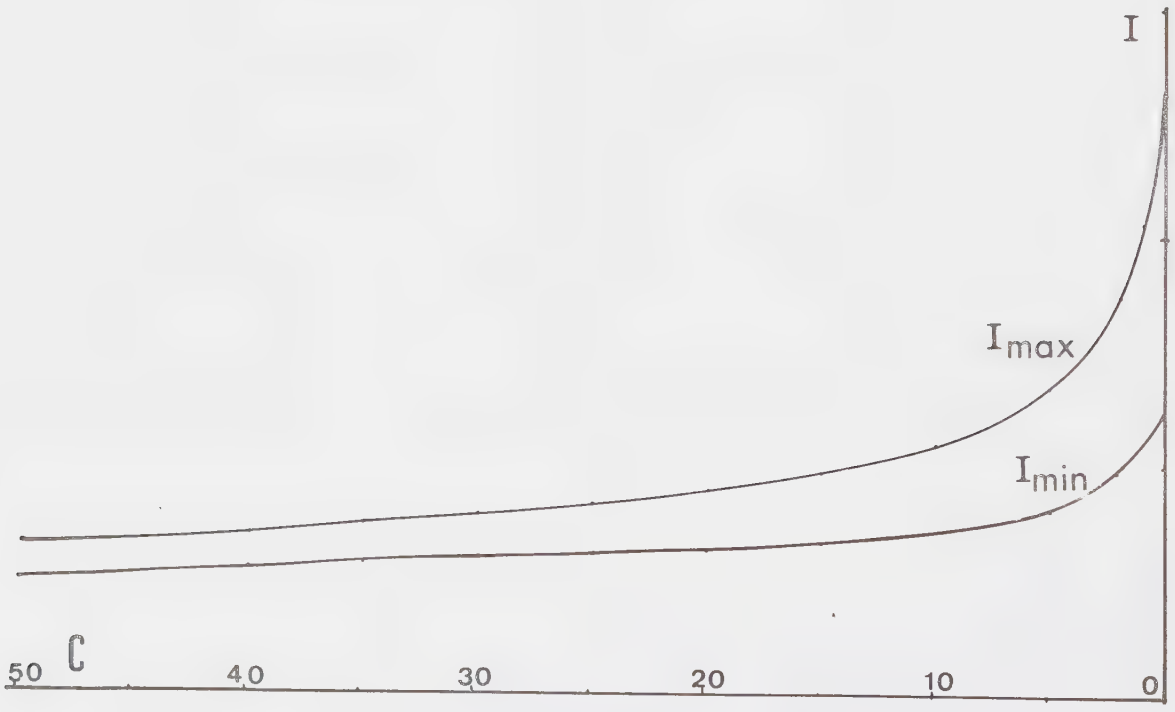


fig.28

1850 Å dépendait du 3e terme et variait de 0,7 à 1 suivant la valeur choisie pour celui-ci. En prenant 1190 Å comme limite des séries principales du mercure, il obtenait la valeur de 0,96 pour f et une durée de vie de $1{,}6.10^{-9}$ seconde pour l'état 6^1P_1. WOLFSOHN (24) a également fait des mesures par dispersion anormale dans la région de 1850 Å.Cette méthode consiste à étudier l'incide de réfraction au voisinage d'une résonance λ_o, c'est-à-dire, dans la région où l'effet des autres raies devient négligeable.

La formule de Sellmeyer se réduit alors à un terme :

$$n - 1 = \frac{e^2 Nf}{4\pi mc^2} \cdot \frac{\lambda_o^3}{\lambda - \lambda_o}$$

La méthode expérimentale, mise en oeuvre par ROSCHDESTWENSKY (25) le premier, a connu de larges développements par la suite (26) en particulier par l'Ecole russe de Léningrad. On l'appelle souvent "hook-methode" par allusion à la forme en "crochets" des raies d'absorption sur les plaques photographiques. Grâce à un interféromètre de Jamin enfermé dans une enceinte sous vide Wolfsohn obtenait, pour la raie 1850 Å une force d'oscillateur de 1,19, et GARETT (27) par une méthode identique, 5,2.

Des mesures plus récentes ont été faites par effet HANLE (28) qu'on appelle aussi méthode de croisement de niveau à champ nul. Rappelons-en brièvement le principe : un rayonnement de résonance est diffusé par une cellule (ou un jet atomique) contenant la vapeur à étudier.L'intensité du rayonnement diffusé à 90° de la lumière incidente est étudié en fonction d'un champ magnétique appliqué aux atomes diffuseurs dans une direction perpendiculaire aux directions d'incidence et d'observation de la lumière La courbe représentative du signal détecté a une forme lorentzienne ; sa largeur à mi-hauteur est liée à la durée de vie du niveau correspondant à la transition étudiée. Cette méthode offre sur les précédentes l'avantage de ne pas requérir la connaissance de la densité d'atomes, mais elle est, comme la nôtre, limitée aux raies de résonance. LURIO (29) a adapté cette technique au domaine ultraviolet en opérant en atmosphère d'azote pour éviter l'absorption de l'oxygène. Les résultats ont donné $(1{,}31 \pm 0{,}08)10^{-9}$ s. pour la durée de vie du niveau $^1P_1$ du mercure, soit 1,18 pour la force d'oscillateur de la raie 1850 Å. LECLER (30), qui a repris les mesures par cette même méthode, a tenu compte de la modification des formes des courbes d'effet Hanle sous l'effet de la dispersion de la lumière de résonance dans un champ magnétique. Il donne $(1{,}36 \pm 0{,}05).10^{-9}$ s. pour la durée de vie du niveau $^1P_1$, soit 1,14 pour la force d'oscillateur de la raie 1850 Å.

La force d'oscillateur est directement reliée à l'intégrale des fonctions d'onde radiales des états mis en jeu dans la transition (31). BATES et DAMGAARD (32) ont montré que la principale contribution à l'intégrale provient d'une région où l'écart entre le potentiel d'un atome ou d'un ion et sa forme asymptotique est si faible qu'on peut les confondre. Ceci leur permet d'obtenir une expression analytique pour l'intégrale de la transition et de calculer des tables pour les transitions s-p, p-d, d-f. Ces intégrales peuvent être immédiatement calculées si l'on connaît le niveau inférieur et le niveau supérieur de la transition. La comparaison entre ces résultats théoriques et les résultats expérimentaux montrent que pour les atomes simples, par exemple ceux qui ont un électron sur une couche extérieure, l'accord est très bon (10 % de déviation environ). Pour les atomes légers mais plus complexes, l'accord est encore satisfaisant (25 %). Pour les atomes plus lourds, WARNER (33) explique le désaccord croissant par les effets relativistes, négligés dansla théorie de BATES et DAMGAARD. Il semble, cependant, que pour le mercure, la valeur de f donnée par BATES et DAMGAARD, 1,48, soit plus proche des valeurs expérimentales que celle calculée par WARNER, 2,23, ou GARSTANG (34), 1,15.

Tableau 3

A. Mercure (λ = 1850 Å)

f ($^1P_1$ - $^1S_0$)	$\tau(^1P_1)$ 10^{-9} s.	Auteur - Année - Référence	Méthode
5,2	0,3	Garett. 1932 (27)	Absorption
0,97	1,6	Ladenburg. 1932 (23)	Dispersion normale
1,19	1,3	Wolfsohn. 1932 (24)	Hook
1,18	1,31	Lurio. 1964 (29)	Effet Hanle
1,14	1,36	Lecler. 1968 (30)	"
1,22	1,27	Andersen. 1973 (37)	Beam-foil
1,28	1,21	Présent travail	Jet en absorption
1,48	1,05	Bates. 1949 (32)	Théorie
2,23	0,69	Warner. 1968 (33)	"
1,15	1,35	Garstang. 1962 (34)	"

B. Zinc (λ = 2139 Å)

f ($^1P_1$ - $^1S_0$)	$\tau(^1P_1)$ 10^{-9} s.	Auteur - Année - Référence	Méthode
	< 10^{-7} s.	Soleillet. 1932 (35)	Jet excité
0,9	2,3	Auslander. 1938 (42)	Absorption
1,50	1,38	Landman. 1964 (39)	Effet Hanle
1,46	1,41	Lurio. 1964 (38)	"
1,43	1,45	Andersen. 1973 (37)	Beam-foil
1,18	1,75	Bauman. 1970 (40)	Decal.phase
1,51	1,37	Présent travail	Jet en absorption
1,49	1,39	Bates. 1949 (32)	Théorie
1,08	1,92	Garstang. 1962 (34)	"

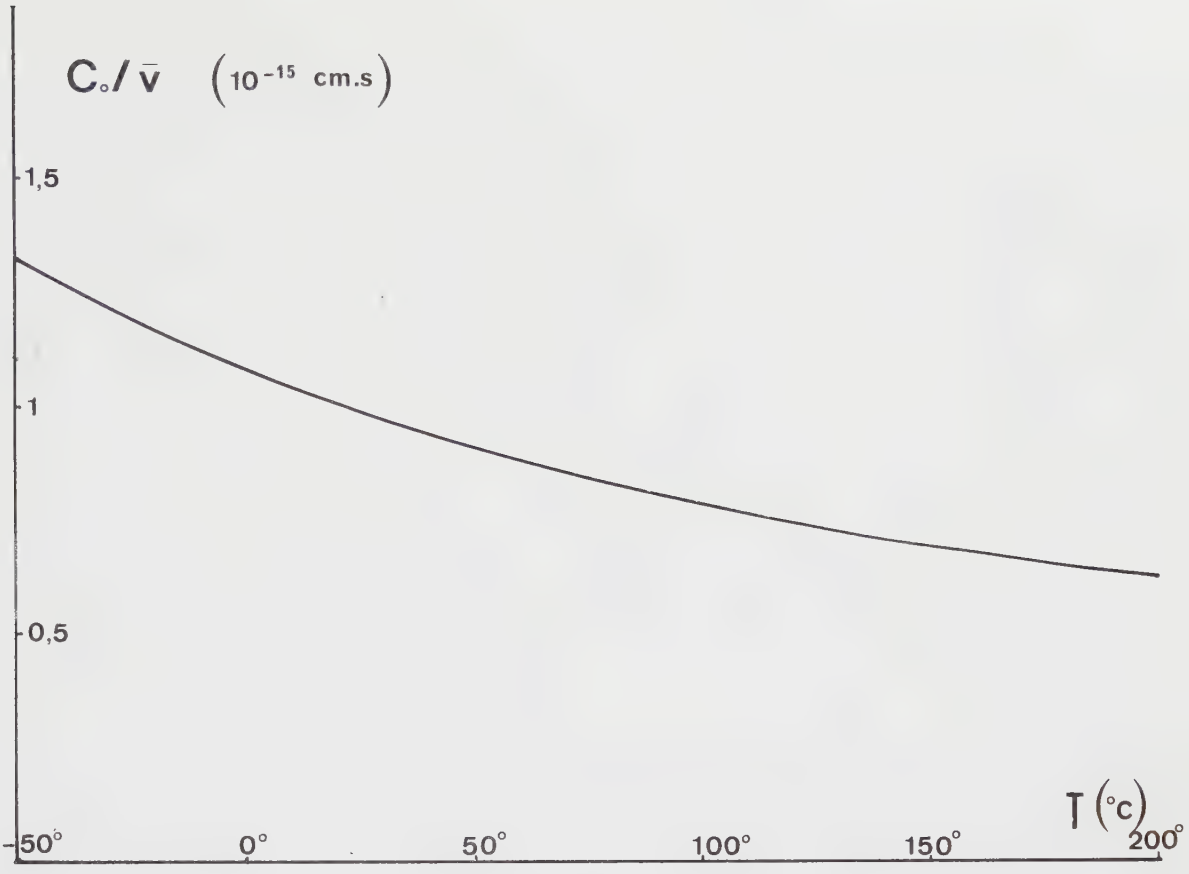
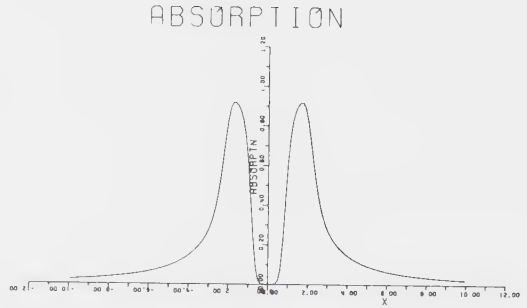

C₀/v̄ (10⁻¹⁵ cm.s)
1,5
1
0,5
T (°c)
-50°
0°
50°
100°
150°
200°

fig.29

f
1,5
1
0,5
0
0,1
1
n (10 ¹⁰ at./cm³)

fig.30



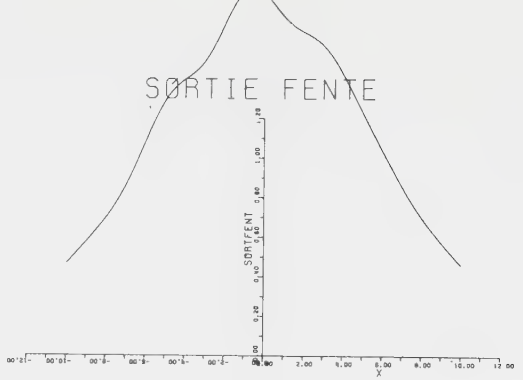
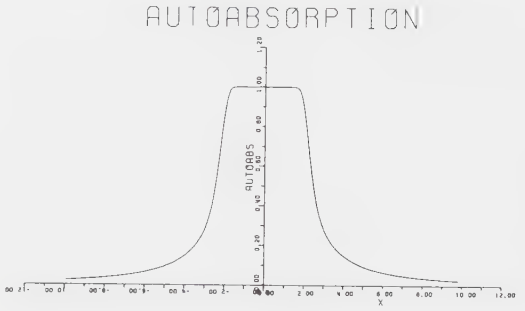
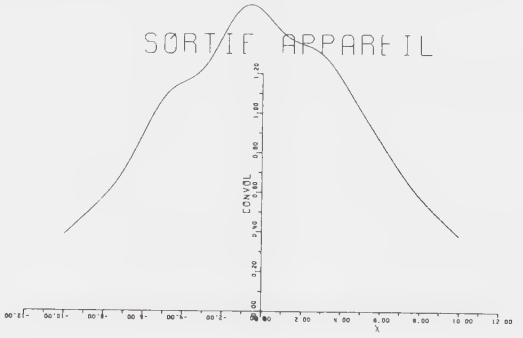
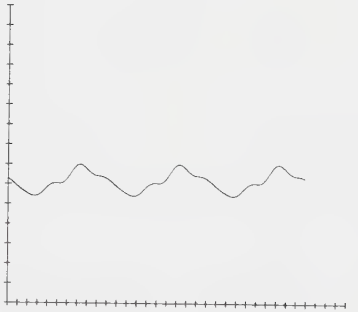
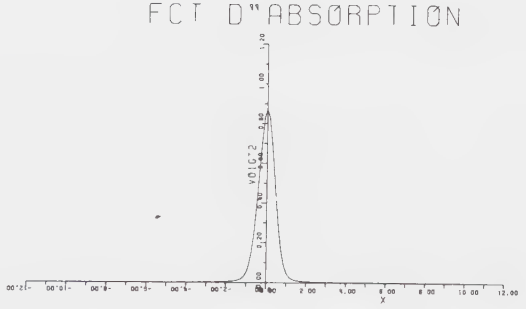


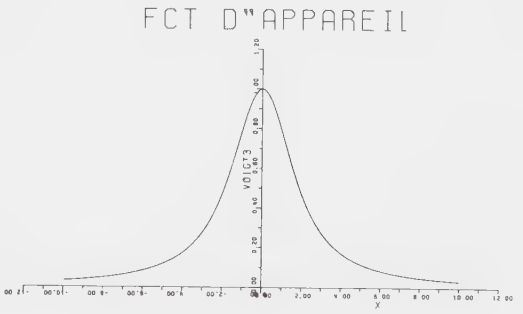
fig.31

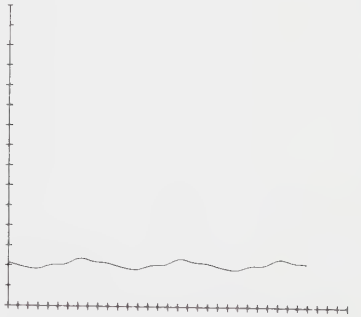


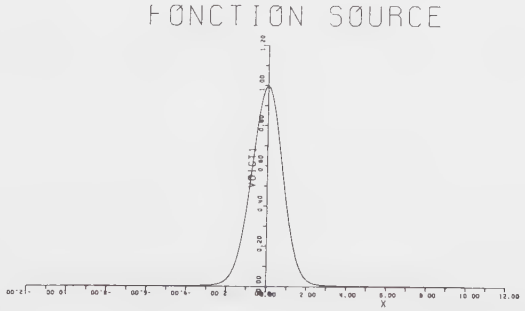


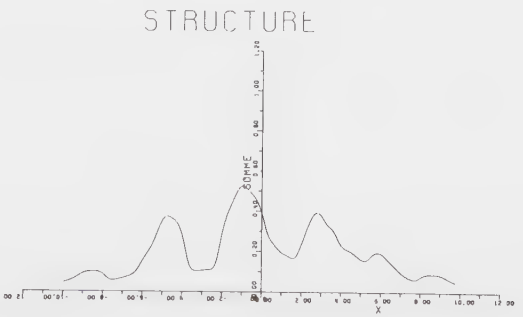

AIRY A MINIMUM






FONCTION D"AIRY





NUMERO 128

B - ZINC.

Pour la raie 2139 Å du zinc, les premiers travaux sont ceux de SOLEILLET (35). Il mesurait la décroissance lumineuse d'un jet atomique excité en un point de son parcours par la radiation étudiée. Cette méthode, bien que peut-être la plus directe, ne lui permettait pas de faire des mesures pour des durées de vie inférieures à 10^{-7} seconde car les atomes, dont les vitesses thermiques ne dépassaient pas 10^5 cm/s ne parcouraient pas un trajet suffisamment long durant leur temps d'excitation. SOLEILLET a seulement noté que la durée de vie du niveau $^1P_1$ du zinc devait être inférieure à 10^{-7} s. La méthode "beam-foil" (36) reprend une partie de ce principe puisqu'elle mesure la décroissance exponentielle de l'excitation d'atomes éjectés dans un faisceau d'ions venant frapper une feuille de carbone de très faible épaisseur. Les atomes, fortement accélérés, ont des vitesses compatibles avec les parcours exigés pour la mesure. Les valeurs de la durée de vie qu'obtiennent ANDERSEN et SORENSEN (37) par cette méthode, $(1,45 \pm 0,15)\ 10^{-9}$s., sont en bon accord avec les résultats de LANDMAN et NOVICK (38), $(1,38 \pm 0,05)\ 10^{-9}$ s. et avec ceux de LURIO et al.(39) obtenus par effet Hanle $(1,41 \pm 0,04)\ 10^{-9}$ s. La méthode "beam-foil" a l'avantage de pouvoir rendre accessible à la mesure des niveaux excités relativement élevés, cependant sa précision est limitée par des phénomènes tels que l'inhomogénéité des vitesses et les effets de cascade des niveaux supérieurs ainsi que par la détermination de la perte d'énergie dans la feuille de carbone, surtout pour les atomes lourds. Pour les niveaux moins élevés comme ceux de résonance, la précision est probablement inférieure à celle obtenue par effet Hanle.

BAUMAN et SMITH (40) ont récemment repris la méthode du décalage de phase, décrite par LAWRENCE (41) qui peut se résumer de la façon suivante : une source excitée par un faisceau d'électrons est modulée en radiofréquence ; le signal reçu, après dispersion par un monochromateur, est mêlé au signal de sortie d'un générateur de fréquences. Le décalage de phase détecté entre les signaux d'entrée et de sortie est lié à la durée de vie des états en jeu dans la transition, compte-tenu des effets de cascade dus aux niveaux supérieurs. Par cette méthode, BAUMAN et SMITH obtiennent une durée de vie de l'état $^1P_1$ de $(1,75 \pm 0,2)\ 10^{-9}$ s. Cette valeur, supérieure à la nôtre et à celle de LURIO et NOVICK, est en meilleur accord avec la valeur théorique calculée par GARSTANG, $(1,92 \pm 0,38)\ 10^{-9}$ s. Les calculs de ce dernier, basés sur une méthode de perturbations donnent une valeur de f de 1,08, valeur bien inférieure à celle de BATES et DAMGAARD, soit 1,49, qui est en bon accord avec celle de LURIO et al., 1,46, celle de LANDMAN et NOVICK, 1,50, ainsi qu'avec la nôtre, 1,51.

CONCLUSION

Dans cette étude, nous avons décrit la conception et la réalisation d'un interféromètre Fabry-Pérot enregistreur dans le domaine spectral de l'ultraviolet à vide ($\lambda > 1800$ Å). Cet interféromètre nous a permis, dans une première étape, de mesurer les indices de réfraction de gaz transparents dans cette région spectrale où certains de ces indices étaient inconnus et où pour d'autres il n'existait pratiquement que des mesures spectroscopiques.

Dans le but d'étudier l'absorption de jets atomiques dans les raies de résonance, nous avons réalisé des jets multicapillaires de vapeurs métalliques en adaptant à la mesure de ces jets le dispositif classique de la microbalance à quartz. La balance à quartz, ainsi modifiée, présente l'avantage de maintenir le quartz de mesure et le quartz de référence à une même basse température où les vapeurs métalliques étudiées sont condensables. Cette balance permet de mesurer directement le nombre d'absorbants, ce qui est un des avantages de la méthode des jets sur celle des cuves d'absorption où la mesure est indirecte.

L'exploitation des enregistrements photoélectriques des anneaux d'interférences a exigé la mise au point, à l'ordinateur, d'un programme de simulation de la convolution des signaux réels avec les fonctions d'appareil.

Les deux raies étudiées dans cette dernière partie du travail, la raie 2139 Å du zinc et la raie 1849 Å du mercure, ont constitué deux exemples types du domaine d'application de l'appareil et de la méthode.

Ces deux raies sont, en effet, situées l'une vers la limite inférieure (1800 Å) de ce domaine, l'autre vers la limite supérieure (2200 Å) au-delà de laquelle, pour l'interférométrie Fabry-Pérot, les couches multidiélectriques peuvent convenir. Ces deux raies sont également très différentes par leur nature : bien qu'elles représentent toutes deux la transition de résonance $^1P_1$-$^1S_0$ de ces métaux, la raie du zinc a une largeur Doppler plus importante et des composantes hyperfines peu séparées alors que celle du mercure a une largeur Doppler plus faible mais une structure hyperfine très étalée.

Cette étude a montré les possibilités et les limites tant de l'appareil que de la méthode. Certains aspects, tels les profils des fonctions sources, mériteraient en eux-mêmes une étude exhaustive.

L'intérêt de l'interférométrie Fabry-Pérot dans l'ultraviolet n'est pas à démontrer. C'est pourquoi, au moment où se termine cette étude, deux interféromètres sont en essais ; le premier est un étalon de silice de plus grandes dimensions pour accroître la luminosité et revêtu de couches d'aluminium plus épaisses pour accroître la finesse ; le second est un étalon en fluorure de magnésium qui devrait permettre d'étendre le domaine de travail jusque vers 1500 Å, domaine où des recherches sur l'interférométrie de type Michelson sont également envisagées.

BREST, JUIN 1973.

BIBLIOGRAPHIE

CHAPITRE I

(1) P. JACQUINOT et C. DUFOUR. J.Rech.C.N.R.S., 6, 1, 1948.

(2) J. BLAISE, Thèse, Ann. Phys. Paris, 3, 1019, 1958.

(3) H. CHANTREL, J. Phys. Radium, 19, 366, 1958.

(4) R. CHABBAL, Thèse (Rev.Opt. 37, 49, 1958).

(5) H.G. KUHN et H.J. LUCAS-TOOTH, J. Phys. Radium, 19, 293, 1958.

(6) R. LENNUIER et J.L. COJAN. C.R.Acad.Sci., 235, 1634, 1952.

(7) D.J. BRADLEY, B. BATES, C.O.L. JUULMAN, S. MAJUMDAR. Jap. J.of Appl.Phys.4, sup I, 467, 1965.

(8) id. Nature, 9, 579, 1964 ; Appl.Optics, 3, 1461, 1964 ; BATES et BRADLEY, J.O.S.A., 57, 481, 1967.

(9) R. CHABBAL. J.Rech.C.N.R.S., 24, 138, 1953.

(10) G. HASS et J.E. WAYLONIS. J.O.S.A., 51, 719, 1961. Voir aussi SCHROEDER, J.O.S.A.,52,1380, 1962.

(11) Z. LES, F. LES et L. GABLA. Acta Physica Polonica, 23, 211, 1963.

(12) R. LENNUIER, J.Phys.Radium, 19, 319,1958.

(13) A. STEUDEL. J. Phys.Radium, 19, 312, 1958.

(14) J.C. BURRIDGE, H. KUHN et A. PERY. Proc.Phys.Soc. B, 66, 963, 1953 ; A. PERY-THORNE, J.Q.R.S.T., 2, 427, 1962.

(15) G. TOULGOAT, D.E.S. Brest 1967.

(16) F.M. PHELPS, J.O.S.A., 55, 193, 1965.

(17) K.W. MEISSNER, J.O.S.A., 31, 406, 1941.

(18) J. ROMAND et B. VODAR, Rev.Opt. 39, 167, 1960.

(19) A. EAGLE, Astron.J., 31, 120, 1970.

(20) S. ROBIN-SALOMOND. Thèse Paris, 1954.

(21) A. JOHANNIN-GILLES, C.R.Acad.Sci., 273, B 952, 1971.

(22) R.H. CONTRERAS et F.M. KELLY, Canad.J.Phys. 47, 1979, 1969.

CHAPITRE II

(1) D.W.O. HEDDLE, R.E. JENNINGS, A.S.L. PARSONS, J.O.S.A., 53, n°7, 840, 1963.

(2) G. BRUHAT et A. KASTLER, Optique, Masson ed. Paris, 1959.

(3) J. KOCH, Arkiv Math.Astron.Fysik, 9, 1, 1913.

(4) P.G. WILKINSON, J.O.S.A., 50, n°10, 1002, 1960.

(5) E.R. PECK, B.N. KHANNA, J.O.S.A., 56,n°8, 1059, 1966.

(6) P.W. LANGHOFF et M. KARPLUS, J.O.S.A., 52, n°7, 863, 1969.

(7) cf. par exemple, Baker G.A. Jr. in Advances in Theoretical Physics, K.A. Brueckner, éd. (Acad.Press., Inc., New-York, 1965) vol.II, p.1.

(8) C.W. ALLEN, Astrophysical Quantities, Athlone Press, London, 1963.

(9) G.I. CHASHCHINA, V.C. GLADUSHCHAKE, E.Ya. SHREIDER, Opt.Stectry, 24, n°6, 542, 1968.

(10) Réf. 1 et P. GILL et D.W.O. HEDDLE, ibid p. 847.

(11) A.E. KINGSTON, J.O.S.A., 54, n°9, 1145, 1964.

(12) A. PERY-THORNE, J.Q.S.R.T., 2, 427, 1962.
(13) R.S. KNOX,Phys.Rev. 110, 375, 1958.
(14) E.R. PECK et D.J. FISHER, J.O.S.A., 54, n°11, 1362, 1964.
(15) T. LARSEN, Z. Physik, 88, 389, 1934.
(16) A. DALGARNO et A.E. KINGSTON, Proc.Roy.Soc. (London), A 259, 424, 1960.
(17) C. CUTHBERTSON et M. CUTHBERTSON, Proc.Roy.Soc.(London), A135, 40, 1932.
(18) J. KOCH, Arkiv f. Math.Ast.Fys., 8, 1, 1912.
(19) M. KARPLUS et H.J. KOLHER, J. Chem.Phys. 39, n°11, 2997, 1963.
(20) R. MIGNERON et J.S. LEVINGER, Phys.Rev. 139, n° 3A, 646, 1965.
(21) V.G. KAVEESHWAR, K.T. CHUNG et R.P. HURST, Phys. Rev. 172, n° 1, 35, 1968.
(22) K.L. BELL et A.E. KINGSTON, Phys.Soc., 90, 901, 1967.
(23) F.A. HAGEN et K.T. TANG, J.O.S.A., 60, n° 3, 365, 1970.
(24) A. GOLD et R.S. KNOX, Phys. Rev., 113, 834, 1959.
(25) W. KRONJÄGER, Z. Physik, 98, 17, 1935.
(26) J. KOCH, Kgl. Fysiograf. Sallskap. Lund. Forh. 19, 15, 1949.
(27) G.I. CHASHCHINA et E.Ya SCHREIDER, Opt.Spectry, 27, 161, 1949.
(28) D.K. ANDERSON, Phys.Rev., 137A, 21, 1965.
(29) P.M. GRIFFIN et J.W. HUTCHERSON, J.O.S.A., 59, 1607, 1969.

CHAPITRE III

(1) A. MITCHELL et M. ZEMANSKY, Resonance Radiation and Excited Atoms, Univ.Press, Cambridge, 1961.
(2) G.V. MARR, Photoionization Processes in Gases. Acad.Press, N.Y., London, 1967.
(3) W. KUHN, Z. Phys. 33, 408, 1925.
(4) F. REICHTE et W. THOMAS, Naturwiss. 13, 627, 1925.
(5) H. VAN REGEMORTER, J. Phys.Rad., 20, 907, 1959.
(6) D.R. BATES et A. DAMGAARD, Phil.Trans.Roy.Soc.A 242, 101, 1949.
(7) E.W. FOSTER, Rept. Progr. Phys. 27, 469, 1964. Voir aussi S. BASHKIN, Science, 148, 1047, 1965 et réf. 27 pour la méthode de "beam-foil" ; W.R.S. GARTON, W.H. PARKINSON et E.M. REEVES, Astr.J. 140, 1269, 1964, pour la méthode du tube de choc.
(8) G. WESSEL, Z. f. Phys., 12, 681, 1948, et 126, 440, 1949.
(9) H. KOPFERMANN et G. WESSEL, Z. f.Phys., 130, 100, 1951.
(10) R. LADENBURG et F. REICHTE, Ann.Phys., 42, 181, 1913.
(11) G.D. BELL, M.H. DAVIS, R.B. KING et P.M. ROUTLEY, Ap.J. 127, 775, 1959 ; id. 129, 437, 1959 ; G.D. BELL et R.B. KING, ibid 133, 718, 1961; G.D. BELL et E.F. TUBBS,Astr.J., 159, 1093, 1970 ; ibid. R.S.I. 41, 435, 1970.
(12) J.C. ZORN, Ann.J.Phys., 32, 721, 1964 ; J.C. MAIRE, J.Soc.Chim. 5, 2476, 1961 ; N.F. RAMSAY, "Molecular Beams" Clarendon.
(13) L. DUNOYER, C.R. Acad.Sci. 152, 592, 1911 et 157, 1068, 1913.
(14) O. STERN, Z. f.Phys. 39, 751, 1926. suivi de 29 autres publications (voir références in "Recent Research in Molecular Beams", I. Estermann Ed., Acad.Press, N.Y. 1959)
(15) F.M. DEVIENNE, cf.ENTROPIE n°18, 1967.
(16) M. KNUDSEN, Ann.Phys. 50, 472, 1916.
(17) J.R. ZACHARIAS, Phys. Rev. 94, 472, 1953 ; J.G. KING et J.R. ZACHARIAS in Advan.Electron.Phys., 8, 1, 1956.
(18) J.C. JOHNSON, A.T.STAIR et J.L. PRITCHARD, J.Appl.Phys. 37, 1551, 1966.

(19) R.H. JONES, D.R. ORLANDER et V.R. KRUGER, J. Appl.Phys., 40, 4641, 1969.
(20) D.R. ORLANDER, J. Appl.Phys. 40, 4650, 1969.
(21) D.R. ORLANDER et R.H. JONES, Entropie, 30, 42, 1969.
(22) J.A. GIORDMAINE et T.C. WANG, J. Appl.Phys. 31, 463, 1960.
(23) J.C. HELMER, F.B. JACOBUS et P.A. STURROCK, J. Appl.Phys. 31, 458, 1960.
(24) G.R. HANES, J. Appl.Phys. 31, 2171, 1960.
(25) J.B. ANDERSON, R.P. ANDRESS et J.B. FENN in Adv. in Atomic and Molecular Physics, vol. 1, Acad. Press. N.Y., 1965.
(26) J.B. ANDERSON, R.P. ANDRESS et J.B. FENN in molecular Beams, J.ROSS ed.,Interscience, N.Y., 1966.
(27) M.P. LOSTIS, J. Phys. Rad. 20, 25, 1959.
(28) G. SAUERBREY, Z. Phys. 155, 206, 1959.
(29) A.W. WARNER et C.D. STOCKBRIDGE in Vacuum Microbalances Techniques, Plenum Press, N.Y., 1963, vol. 2, p. 55.
(30) L.L. LEVENSON, Sup. al Nuovo Cimento, 5, 321, 1967.
(31) C.D. STOCKBRIDGE in Vac.Microbal.Tech., vol. 5, 193, 1966 ; H.L. ESHBACK et E.W. KRUIDHOF, id., 5, 207, 1966.
(32) R.M. MUELLER et W. WHITE, R.S.I., 39, 291, 1968.
(33) A. LANGER et J.T. PATTON in Vac.Microbal. Tech., vol.5, 231, 1966.
(34) R.J. WHITEFIELD et J.J. BRADY, R.S.I., 38, 1670, 1967 ; M.A. BAKER et L. LAURANSON, Vacuum, 17, 667, 1967.
(35) R.W. WOOD, Phil.Mag., 30, 300, 1915 ; id. 32, 364, 1916.
(36) M. MAYER, R. NIERDERMAYER, W. SCHROEN, D. STUNKEL et M. GOHRE, in vac.microbal.Tech., vol.3, p.87.
(37) Type CR 18 U fournis par Quartz et Electronique, Asnières, Seine.
(38) W.G. CADY, Piezoelectricity, Mc Graw Hill, N.Y., 1946.
(39) V. VEMURI, Ind.J.Pure and Appl.Phys., 4, 365, 1966.
(40) M.A. BAKER, Vacuum, 19, 327, 1969 ; id, J.Sci.Inst. 1, 774, 1968.
(41) D.A. WALLACE, J. Vac.Sci. and Tech. 9, 462, 1971 ; M.A. BAKER et L. HOLLAND, id. 6, 951,1969.

CHAPITRE IV

(1) L.S. SCHWARTZ, Méth.Math. de la Phys., C.D.U.
(2) R.J. HALL,et L.C. BRADLEY III, J.O.S.A., 57, 11, 1967.
(3) S.S. PENNER et R.W. KAVANAGH, J.O.S.A., 43, 385, 1953.
(4) L. DE GALAN et J.D. WINEFORDNER, Spectr.Acta, 23B, 277, 1968.
(5) J. TUDOR DAVIES et J.M. VAUGHAN, Astr.J., 137, 1302, 1963.
(6) H.C. BURGER et P.H. VAN CITTERT,Z.f. Phys., 51, 638, 1928.
(7) A.R. STOKES, Proc.Phys.Soc.London, 61, 382, 1948.
(8) S. ERGUN, J. Appl.Cryst. 1, 19, 1968, Voir aussi H. STONE, J.O.S.A., 52, 998,1962.
(9) D. LOUER, D. WEIGEL et R. LOUBOUTIN, Acta Cryst., A25, 335, 1969.
(10) O. ROBAUX, Optica acta, 17, 733, 1970 ; id. 17, 811, 1970 ; ibid 18, 523, 1971. Thèse Orsay, 1971.
(11) R. CHABBAL, Rev.Opt., 37, 49, 1958 et Thèse Paris. J.Rech.C.N.R.S., 24, 138, 1953.
(12) F. BAYER-HELMS, Z.f.Phys. 15, 330,1962.
(13) G. HERNANDEZ, Appl.Opt., 5, 1745, 1966 ; id. 9, 1591, 1970.
(14) P.B. HAYS et R.G. ROBLE, Appl.Opt. 10, 193, 1971. cf. aussi V.G.COOPER, Appl.Optics, 10, 525,1971.
(15) E. LEBOUCHER-DALIMIER, Thèse 3e cycle, Orsay, 1970.
(16) L. SIBAYA, PRoc.Ind.Acad. Sci., 9A, 219, 1939.
(17) R.D. COWAN et G.H. DIEKE,Rev.Mod.Phys. 20, 418, 1948.

(18) G.D. BELL et al. cf. réf. 11 du chapitre III et aussi R.MINKOWSKI et H.BRUCK, Z.Phys. 95,274,1935.
(19) G. WESSEL, cf. réf. 8 du chapitre III ; cf. aussi H.D. ENGLER, Z.f.Phys., 144, 343, 1956.
(20) P. REINCKE, Z.f.Astrophys. 66, 234, 1967
(21) A.I. ODINTSOV, Opt. Spectry., , 172, 1962.
(22) B.M. GLENNON et W.L. WIESE, Natl.Bur.Std. (U.S.), Monograph n° 50, 1962.
(23) R. LADENBURG et B. WOLFSOHN, Z. Phys., 65, 207, 1930.
(24) G. WOLFSOHN, Z. Phys., 83, 234,1933 et 85, 366, 1933.
(25) D. ROSCHDESTWENSKY, Ann.d.Phys., 39, 307, 1912 ; Trans.Opt.Inst.Len. 2, n° 13, 1931.
(26) cf. Optical Transition Probabilities. Collection d'articles russes traduits pour la Nat.Sci.Foundation, Washington D.C. par Israel Program for Scientific Translations, Jerusalem, 1962.
(27) P.H. GARETT, Phys.Rev., 40, 779, 1932.
(28) W. HANLE, Z. Phys., 30, 93, 1924 ; Ergeb.Exalkt.Naturw., 4,214, 1925.
(29) A. LURIO, Phys. Rev., 140,A1505, 1965.
(30) D. LECLER, J. Phys., 29, 611, 1968 ; id. 30, C1, 10, 1969.
(31) E.U.CONDON et G.H. SHORTLEY, The Theory of Atomic Spectra, Cambridge University Press, 1964.
(32) D.R. BATES et A. DAMGAARD, Phil.Trans., 242, 101, 1949.
(33) B. WARNER, Monthly not.Roy.Astron.Soc., 140, 53, 1968.
(34) R.H. GARSTANG, J.O.S.A., 52, 845, 1962.
(35) P. SOLEILLET, C.R. 194, 783, 1932.
(36) S. BASHKIN, Science, 148, 1047,1965.
(37) T. ANDERSEN et G. SORENSEN, J.Q.S.R.T., 13, 369, 1973.
(38) A. LURIO, R.L. de ZAFRA et R.J. GOSHEN, Phys. Rev., 134, A1198, 1964.
(39) A. LANDMAN et R. NOVICK, Phys. Rev., 134, A56, 1964.
(40) S.R. BAUMAN et W.H. SMITH, J.O.S.A., 60, 345, 1970.
(41) G.M. LAWRENCE, J.Q.S.R.T., 5, 359, 1965.
(42) J. AUSLANDER, Helv.Phys.Acta, 11, 562, 1938.

* * *

ANNEXE A

REALISATION D'ACHROMAT POUR L'ULTRAVIOLET

Les lentilles de fluorure de lithium, bien qu'elles offrent une très bonne transparence dans l'ultraviolet jusqu'à 1050 Å, sont malheureusement entachées de fortes aberrations chromatiques dues à la variation rapide de l'indice en fonction de la longueur d'onde dans ce domaine.

Bien que la transparence de la silice, comme on l'a indiqué au chapitre I, limite l'usage de ce matériau à des longueurs d'onde supérieures à 1670 Å environ, l'alliance de la silice et du fluorure de lithium semble avoir été conçue pour ce domaine.

Nous disposons, en effet, d'un matériau moins constringent, le quartz, et d'un plus constringent, le fluorure de lithium, qui permettent la réalisation d'achromats avec suppression des spectres secondaires dans un large domaine spectral avec une très bonne approximation.

Dans le tableau ci-dessous, nous avons reporté les indices de ces deux matériaux (L et Q) pour les trois longueurs d'onde : 5461 Å, 2357 Å et 1850 Å.

Tableau

λ (Å)	5461	2537	1850
n_L	1,39305	1,41750	1,45333
n_Q	1,46013	1,50569	1,57436

En appelant ϕ_L et ϕ_Q les convergences des lentilles respectivement en LiF et en silice, ν_L et ν_Q leur constringence, n_m l'indice de réfraction du matériau correspondant à la radiation moyenne pour laquelle on réalise la focale désirée, n_a et n_b les indices correspondants aux radiations pour lesquelles l'achromatisme est désiré.

La condition de convergence est alors, pour l'achromat :

$$\phi_L + \phi_Q = 1$$

et la condition d'achromatisme

$$\frac{\phi_L}{\nu_L} + \frac{\phi_Q}{\nu_Q} = 0$$

On en déduit

$$\phi_L = \frac{\nu_L}{\nu_L - \nu_Q} \quad \text{et} \quad \phi_Q = -\frac{\nu_Q}{\nu_L - \nu_Q}$$

où

$$\nu = \frac{n_m - 1}{n_a - n_b} \quad \text{pour chaque matériau.}$$

La convergence des lentilles étant reliée aux rayons de courbure par la relation

$$\phi = (n - 1)(r_1 - r_2) = k(n - 1)$$

On obtient pour l'achromat L - Q :

$$k_L = \frac{\phi_L}{n_{Lm} - 1} \quad , \quad k_Q = \frac{\phi_Q}{n_{Qm} - 1}$$

Soit numériquement, en fonction des données du tableau ci-dessus :

$$\phi_L = 2{,}7714, \qquad k_L = 6{,}6382$$
$$\phi_Q = -1{,}7714, \qquad k_Q = -3{,}5030$$

La focale ϕ, de valeur unité pour la longueur d'onde 2537 Å, sera pour toute autre longueur d'onde λ' :

$$\phi' = (n'_L - 1)\, k_L + (n'_Q - 1)\, k_Q$$

Soit, par exemple, pour $\lambda = 2140$ Å :

$$\phi_{2140} = 1{,}005278$$

ce qui constitue une approximation largement satisfaisante.

Notons que dans ce cas l'achromatisme est réalisé pour 5461 Å et 1850 Å, ce qui permet de faire les réglages de mise au point des images (anneaux du Fabry-Pérot) en lumière verte du mercure sans avoir à y retoucher pour la longueur d'onde $\lambda = 1850$ Å.

La correction de focale à 2537 Å, par rapport à 1850 et 5461 Å est de - 0,002713.

ANNEXE B

LA FONCTION D'AIRY SOUS FORME DE SERIE

Soit à calculer $S = \sum_{q=-\infty}^{+\infty} \left[1 + \left(\frac{\xi - 2\pi q}{\delta}\right)^2 \right]^{-1}$

Il suffit de remarquer que l'on peut écrire

$$\frac{\delta^2}{\delta^2 + (\xi - 2\pi q)^2} = \frac{\delta}{2} \left[\frac{1}{\delta - i\,\xi + 2\pi i q} + \frac{1}{\delta + i\,\xi - 2\pi i q} \right]$$

or

$$\sum_{q=-\infty}^{\infty} \frac{1}{x - q} = \pi \cot \pi x$$

d'où la somme cherchée :

$$S = \frac{\delta}{4\pi i} \left[\pi \cot \pi \frac{\delta + i\xi}{2\pi i} - \pi \cot \pi \frac{i\xi - \delta}{2\pi i} \right]$$

or $\cot \alpha - \cot \beta = \frac{\sin (\beta - \alpha)}{\sin \alpha \sin \beta}$

donc

$$S = \frac{\delta}{4i} \left[\cot \frac{\xi - i\delta}{2} - \cot \frac{\xi + i\delta}{2} \right]$$

$$= \frac{\delta}{4i} \frac{\sin i\delta}{\sin \frac{\xi - i\delta}{2} \sin \frac{\xi + i\delta}{2}}$$

$$= \frac{\delta}{2i} \frac{\sin i\delta}{\cos i\delta - \cos \xi}$$

$$= \frac{\delta}{2i} \cdot \frac{e^{-\delta} - e^{\delta}}{2i} \cdot \frac{1}{\frac{e^{-\delta} + e^{\delta}}{2} - \cos \xi}$$

$$= -\frac{\delta}{2} \frac{R^{+1} - R^{-1}}{2} \frac{1}{\frac{R^{+1} + R^{-1}}{2} - \cos \xi}$$

$$= -\frac{\delta}{2} \frac{R^{-1}}{R^{-1}} \frac{(R^2 - 1)}{R^{-1} (R^2 + 1 - 2R \cos \xi)}$$

$$S = \frac{\delta}{2} \frac{1 - R^2}{1 + R^2 - 2R \cos \xi}$$

D'autre part, comme

$$\delta = - \operatorname{Ln} R = \operatorname{Ln} \frac{1}{R}$$

ceci entraîne

$$\operatorname{th} \frac{\delta}{2} = \frac{e^{\delta/2} - e^{-\delta/2}}{e^{\delta/2} + e^{-\delta/2}} = \frac{R^{-1/2} - R^{1/2}}{R^{-1/2} + R^{1/2}}$$

$$\text{th}\,\frac{\delta}{2} = \frac{1 - R}{1 + R} = \left[\frac{T^2}{1 - R^2}\right]^{-1}$$

ce qui montre que l'on a bien

$$\text{Airy} = \frac{T^2}{(1 - R)^2} \quad \frac{1}{1 + \frac{4R}{(1 - R)^2}\sin\frac{\xi}{2}}$$

$$\frac{2}{\delta} \sum_{q=-\infty}^{\infty} \left[1 + \left(\frac{\xi - 2\pi q}{\delta}\right)^2\right]^{-1}$$

$$\frac{T^2}{(1 - R)^2} \quad \frac{\text{th}\,\delta/2}{\delta/2} \sum_{q=-\infty}^{\infty} \left[\left(\frac{\xi - 2\pi q}{\delta}\right)^2\right]^{-1}$$

La finesse, mesurée à $I_0/2$, donne comme équations :

$$1 + m \sin^2 \frac{\xi}{2} = 2$$

$$\sin \frac{\xi}{2} = \pm \frac{1}{\sqrt{m}}$$

Les abscisses des points d'ordonnées $I_0/2$ qui entourent un sommet sont donc

$$\xi_1 = k\pi + \pi . p$$

$$\xi_2 = k\pi - \pi . p$$

(p : partie d'ordre d'interférence).

Donc

$$\sin (\pm \pi p) = \pm \frac{1}{\sqrt{m}}$$

$$\Delta p = \pm \frac{1}{\pi} \arcsin \frac{1}{\sqrt{m}}$$

et la "largeur" à mi-hauteur de ce pic est

$$\overline{\Delta p} = \frac{2}{\pi} \arcsin \frac{1}{\sqrt{m}} = \frac{2}{\pi} \arcsin \left(\frac{1 - R}{2\sqrt{R}}\right)$$

$$= \frac{2}{\pi} \arcsin \left(\text{sh}\,\frac{\delta}{2}\right)$$

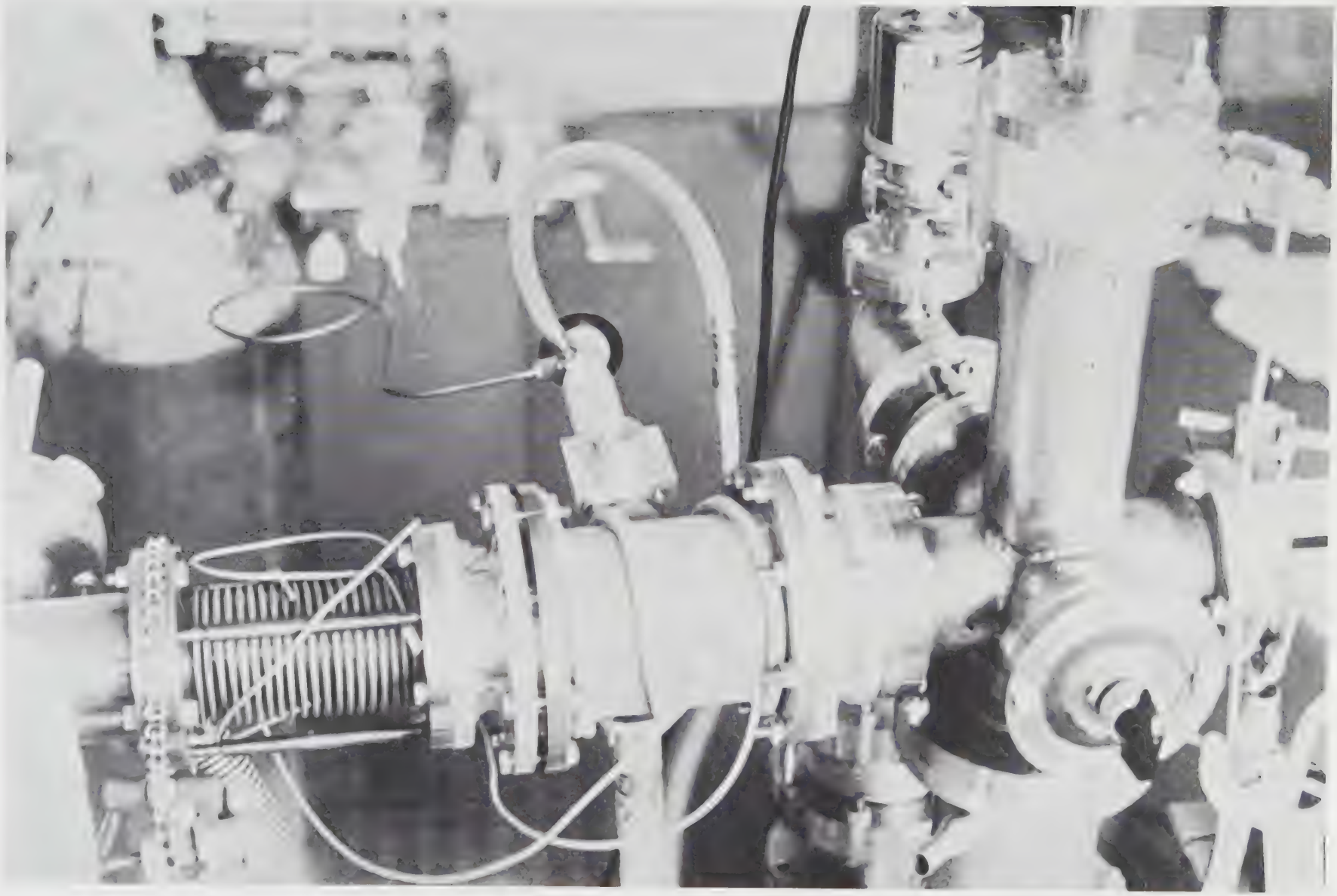
Dans le cas où $\text{sh}\,\frac{\delta}{2}$ est petit, on a évidemment :

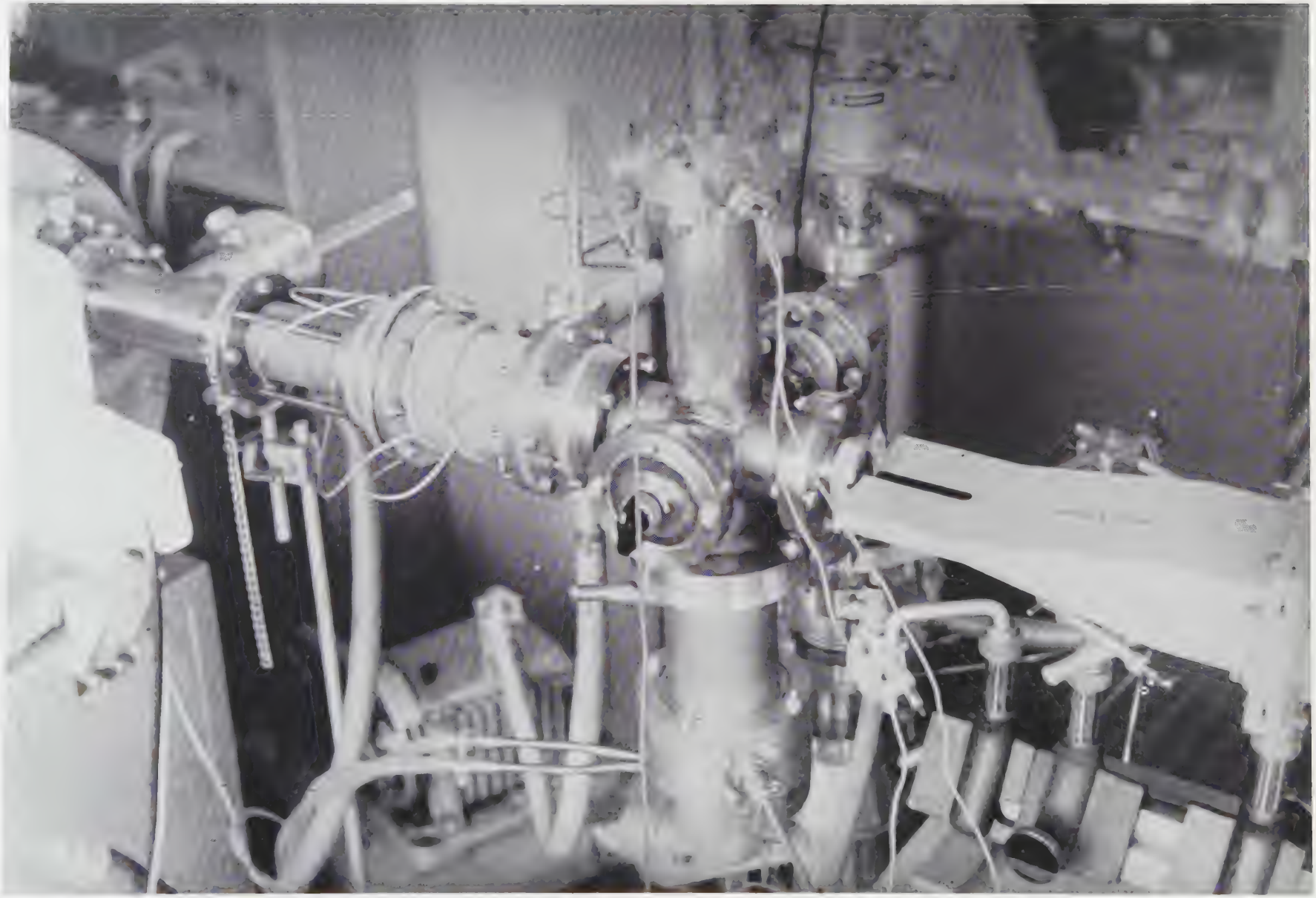
$$\overline{\Delta p} = \frac{2}{\pi} \frac{1 - R}{2\sqrt{R}} = \frac{1 - R}{\pi\sqrt{R}}$$

et la finesse, $1/\overline{\Delta p}$:

$$N = \frac{\pi\sqrt{R}}{1 - R}$$

selon la formule habituelle.





VU
Le Président du Jury

A. JOHANNIN

VU
Le Directeur de l'U.E.R.
Matière et Mer de BREST

P. COURTOT

VU et PERMIS D'IMPRIMER

Brest, Septembre 1973

Le Président de l'Université
de Bretagne Occidentale

J. QUERRE